

## Absorptionsanordnungen für elektromagnetische Zentimeterwellen und ihre akustischen Analogien

Von ERWIN MEYER und HANS SEVERIN

Mit 19 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. September 1955)

### Einleitung

Infolge der starken Entwicklung der Dezimeter- und Zentimeterwellentechnik während des letzten Jahrzehnts wird auch die Frage nach reflexionsfreien Absorbern für diese Wellen zu einem akuten und physikalisch interessanten Problem. Für viele Aufgaben der Meßtechnik ergibt sich die Notwendigkeit, eine bestimmte Wand oder alle Begrenzungsflächen eines Raumes reflexionsfrei zu machen. Auch bei Anwendung der Rückstrahltechnik hat man häufig den unsch, störende Objekte aus dem Panoramabild auszunehmen, d. h. sie reflexionsfrei zu machen. In diesem Zusammenhang ist schließlich die Aufgabe zu erwähnen, Ziele gegenüber der Radardarstellung durch eine mehr oder weniger reflexionsfreie Bekleidung zu tarnen.

Bei einem Überblick über Möglichkeiten zur Absorption elektromagnetischer Wellen wird man vergleichsweise die akustischen Verfahren heranziehen, die besonders in der Luftschalltechnik zur Schallregulierung oder zur Geräuschminderung in kommen, aber auch in der Wasserschalltechnik für Meßzwecke entwickelt worden sind. Zwar ist das elektromagnetische Feld mit seinen zwei vektoriellen Feldgrößen, dem elektrischen und magnetischen Feld, anders aufgebaut als das Schallfeld mit nur einer vektoriellen Feldgröße, der Schallschnelle, und mit einer skalaren Größe, dem Schalldruck; jedoch sind die den Reflexionsfaktor einer Absorberanordnung bestimmenden Begriffe wie ihr Eingangswiderstand  $\bar{W}$  und der charakteristische Widerstand  $Z$  des angrenzenden Mediums für elektrische und akustische Wellen ganz analog definiert. Diese Widerstände werden als Quotient aus elektrischer und magnetischer Feldstärke oder als Quotient aus den Amplituden von Schalldruck und Schallschnelle eingeführt. Dabei sind für die Werte an der Grenzfläche zwischen der Absorptionsanordnung und dem umgebenden Medium, bei  $Z$  die Werte für das unendlich ausgedehnte gedachte Medium zu nehmen. Der Reflexionsfaktor  $\bar{r}$  für eine senkrecht auftreffende ebene Welle ist gegeben durch:

$$\bar{r} = \frac{\bar{W} - Z}{\bar{W} + Z}.$$

In den beiden Grenzfällen  $\bar{W} = 0$  und  $\bar{W} = \infty$  erhält man 100%ige Reflexion. Der Fall  $\bar{W} = 0$  ist sehr leicht zu realisieren, nämlich für elektromagnetische Wellen durch eine Metallfläche, an welcher die tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke zusammenbricht, und für Schallwellen im Wasser durch die freie Oberfläche des Wassers gegen Luft, an der der Schalldruck zusammenbricht. Der andere Fall  $\bar{W} = \infty$  läßt sich nur im Fall von Schallwellen

in Luft verwirklichen: an jeder einigermaßen starren Wand ist die Normalschnelle gleich Null.<sup>1</sup> Für die Meßtechnik erhält man so einfach zu realisierende Reflexionsnormalien.

Um Reflexionsfreiheit einer Absorberanordnung zu erreichen, muß nach der angegebenen Beziehung für den Reflexionsfaktor der Eingangswiderstand im gewünschten Frequenzbereich reell und gleich dem charakteristischen Widerstand des angrenzenden Mediums sein.

Für die Erstellung reflexionsfreier Anordnungen bieten sich auf elektrischem und akustischem Gebiete folgende prinzipielle Verfahren an:

1. Man wählt einen homogenen Stoff mit ebener Grenzfläche, dessen Materialkonstanten sowohl die Anpassung wie eine genügend hohe innere Dämpfung garantieren. Die in die Anordnung eingedrungene Welle soll nämlich auf kürzester Strecke stark gedämpft werden, damit die Schichtdicke möglichst klein gehalten werden kann und die Reflexion an der Rückseite der Schicht keine Rolle mehr spielt.

2. Man wählt einen Stoff, der eine größere innere Dämpfung besitzt, und sorgt durch einen allmählichen geometrischen Übergang für die Anpassung an das angrenzende Medium (Typ der „Keilabsorber“).

3. Unter Verzicht auf eine große Frequenzbandbreite wählt man eine Anordnung, die aus Schwingungskreisen oder schwingungskreisähnlichen Elementen aufgebaut ist (Typ des „Resonanz-Absorbers“).

Nachstehend sollen einige Beispiele aus den vorgenannten Gruppen und ihre akustischen Analogien besprochen werden.

### 1. Homogene Stoffe

Im elektrischen Fall ist der charakteristische Widerstand eines Materials mit der im allgemeinen komplexen Dielektrizitätskonstanten

$$\bar{\epsilon} = \epsilon + i \epsilon'$$

und Permeabilität

$$\bar{\mu} = \mu + i \mu'$$

für eine ebene Welle in allen Ebenen konstanter Phase

$$\begin{aligned} \bar{Z} &= Z_0 \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\bar{\epsilon}}} = Z_0 \sqrt{\frac{|\bar{\mu}|}{|\bar{\epsilon}|}} e^{\frac{i}{2}(\delta_\mu - \delta_\epsilon)} \\ &= Z_0 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{\frac{1 + i \operatorname{tg} \delta_\mu}{1 + i \operatorname{tg} \delta_\epsilon}}, \end{aligned}$$

<sup>1</sup> Daß sich die Verhältnisse in Luft und Wasser so stark unterscheiden, liegt an dem großen Unterschied der charakteristischen Widerstände;  $Z_{\text{Luft}}$  beträgt im MKS-System nur 420,  $Z_{\text{Wasser}}$  dagegen  $1,5 \cdot 10^6$  akustische Ohm ( $\text{m}^{-2} \text{kg s}^{-1}$ ). Daher sind der schallweiche Abschluß für Wasserschall und der schallharte Abschluß für Luftschall ohne Mühe zu erreichen.



wenn  $|\bar{\epsilon}|$  und  $|\bar{\mu}|$  die absoluten Beträge von  $\bar{\epsilon}$  und  $\bar{\mu}$ ,  $\delta_\epsilon$  und  $\delta_\mu$  die zugehörigen Verlustwinkel,

$$\operatorname{tg} \delta_\epsilon = \frac{\epsilon'}{\epsilon}, \quad \operatorname{tg} \delta_\mu = \frac{\mu'}{\mu}$$

die entsprechenden Verlustfaktoren und

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \, \Omega$$

den charakteristischen Widerstand des leeren Raumes bedeuten.

Bezeichnen im akustischen Fall  $\bar{K}$  und  $\bar{\rho}$  komplexe Kompressibilität und Dichte eines elastischen Stoffes, so ist sein charakteristischer Widerstand

$$Z = \sqrt{\frac{\bar{\rho}}{\bar{K}}} = \sqrt{\frac{|\bar{\rho}|}{|\bar{K}|}} e^{\frac{i}{2}(\delta_\rho - \delta_K)},$$

wenn  $|\bar{\rho}|$  und  $|\bar{K}|$  die absoluten Beträge von  $\rho$  und  $K$  und  $\delta_\rho$  und  $\delta_K$  die zugehörigen Verlustwinkel bezeichnen.

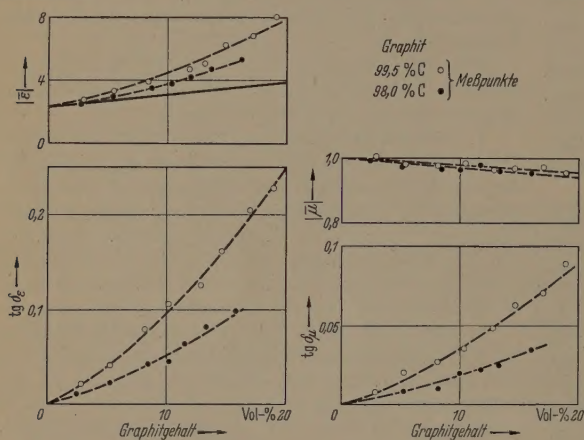


Abb. 1. Betrag der Dielektrizitätskonstanten und der Permeabilität, elektrische und magnetische Verlustfaktoren einer Mischung aus Paraffin und Graphit in Abhängigkeit von der Konzentration.

In beiden Fällen ist Reflexionsfreiheit rechnerisch einfach zu erreichen. Die Vorschrift dafür lautet im ersten Fall:

Man mache  $\sqrt{\frac{|\bar{\mu}|}{|\bar{\epsilon}|}} = 1$  und  $\delta_\mu = \delta_\epsilon$ .

Im zweiten Fall ist  $\sqrt{\frac{|\bar{\rho}|}{|\bar{K}|}}$  dem charakteristischen Widerstand des angrenzenden Mediums, praktisch nur Flüssigkeiten, anzugleichen, und  $\delta_K$  muß gleich  $\delta_\rho$  sein.

Soweit bekannt, haben Versuche, Schluckstoffe nach dem eben genannten Prinzip für elektromagnetische Zentimeterwellen zu entwickeln, bisher zu keinem Resultat geführt. Es ist zwar relativ einfach, Dielektrizitätskonstante und dielektrischen Verlustfaktor eines Mischdielektrikums, wie es durch Einbringung von leitenden Teilchen in eine dielektrische Trägersubstanz entsteht, in weiten Grenzen zu ändern. Im Gebiet der Zentimeterwellen gelang es indessen bisher nicht, hohe Werte der Permeabilität zu erreichen. Davon abgesehen sind noch die Forderungen  $\epsilon = \mu$  und  $\delta_\epsilon = \delta_\mu$  zu erfüllen und zudem sollten diese Materialkonstanten in einem weiten Bereich unabhängig von der Frequenz sein.

Ähnlich liegen die Verhältnisse für die Wasserschalldabsorber. Sie bestehen in der Regel aus gummielastischen Materialien, die praktisch die gleiche Kompressibilität wie Wasser besitzen und die bei allseitigem Druck, wie er in der Schallwelle vorliegt, einen sehr kleinen Verlustfaktor haben. Bei einer Schubverformung zeigen solche Stoffe bekanntlich wesentlich höhere elastische Verluste; man schafft daher im Stoff Hohlräume, die die elastischen Verluste, aber auch die Kompressibilität erhöhen. Ebenso wie im elektrischen Fall die Erhöhung der Dielektrizitätskonstanten durch eine Vergrößerung der Permeabilität wett gemacht werden muß, ist im akustischen Fall wegen der erhöhten Kompressibilität die Dichte durch Einlagerung schwerer Teilchen zu erhöhen; da diese Teilchen die Bewegung der Umgebung nur unvollkommen mitmachen, erhält man zusätzliche Verluste, die mit der Masse gekoppelt sind. Kompressibilität und Dichte zusammen mit ihren Verlusten so zu bemessen, daß der charakteristische Widerstand des kompressiblen und beschwerenen Stoffes reell wird und den Widerstand der umgebenden Flüssigkeit annimmt, ist praktisch sehr schwer zu verwirklichen und dürfte in einem großen Frequenzbereich unmöglich sein.

Diese Idealfälle des richtigen Abgleiches von komplexer Dielektrizitätskonstante und Permeabilität oder von komplexer Dichte und Kompressibilität sind also bislang praktisch nicht realisierbar. In der Wasserschalldtechnik stehen als Schluckstoffe Materialien zur Verfügung, deren Dichte zwar etwa die des Wassers ist, die aber eine größere Kompressibilität als Wasser und elastische Verluste haben. Diese kommen, wie schon kurz erwähnt, dadurch zustande, daß man in eine gummielastische Substanz (Kunststoff mit entsprechendem Weichmacher) Hohlräume einbringt, die mit Luft oder weichen Stoffen gefüllt sind.

Das elektrische Analogon hierzu ist eine dielektrische Trägersubstanz, in die kleine Partikel mittlerer Leitfähigkeit, z. B. Graphitpulver, eingebettet werden. Derartige Versuche [1] wurden kürzlich bei einer Wellenlänge von 3 cm im Rahmen einer umfassenden Untersuchung über den Aufbau künstlicher Dielektrika durchgeführt. Abb. 1 zeigt mit Paraffin als Grundsubstanz den Verlauf von  $|\bar{\epsilon}|$ ,  $|\bar{\mu}|$ ,  $\operatorname{tg} \delta_\epsilon$  und  $\operatorname{tg} \delta_\mu$  für zwei verschiedene Graphitsorten. Der Betrag der Permeabilität hat praktisch den Wert Eins, und der magnetische Verlustwinkel bleibt sehr klein; der Betrag der Dielektrizitätskonstanten und der elektrische Verlustwinkel haben dagegen relativ hohe Werte. Die ausgezogene Linie für  $|\bar{\epsilon}|$  ist nach einer Theorie von LEWIN [2] berechnet.

Magnetische Verluste erhält man bei Verwendung ferromagnetischer Partikelchen in Paraffin. So ergab eine Volumenkonzentration von 14% Carboneisenpulver bei  $\lambda = 3$  cm einen magnetischen Verlustwinkel von 0,23, während der elektrische Verlustwinkel kleiner als 0,005 war; der Betrag der Permeabilität wurde zu 1,35 gemessen und der Betrag der Dielektrizitätskonstanten zeigte einen Anstieg von 2,2 (Wert für Paraffin) auf 3,5.



Bei einer zweiten Gruppe von Stoffen wird die Dämpfung der Wellen durch eine zusätzliche Leitfähigkeit oder einen zusätzlichen Strömungswiderstand erreicht. Im ersten Fall wird mit der Leitfähigkeit  $\sigma$  der charakteristische Widerstand

$$\bar{Z} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 + i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon \omega}}};$$

Im zweiten Fall, der praktisch nur in der Luftschalltechnik bei den porösen Stoffen vorkommt, wird der charakteristische Widerstand

$$\bar{Z} = \frac{\rho c}{P} \sqrt{1 - i \frac{R}{\rho c}},$$

wobei  $P$  die Porosität und  $R$  den Strömungswiderstand bezeichnen. Poröse Stoffe, wie Glaswolle, Schlackenwolle und Faserstoffe, werden zur Absorption von Luftschall außerordentlich viel angewendet.

Je größer die Leitfähigkeit im Verhältnis zum kapazitiven Leitwert oder je größer der Strömungswiderstand im Verhältnis zum Massenwiderstand ist, um so mehr weicht der charakteristische Widerstand des homogenen Stoffes von dem des vorgelagerten Mediums ab.

Die verschiedenen diskutierten Möglichkeiten, verfügbare Materialien mit den erforderlichen Verlusten zu versehen, haben im elektrischen wie im akustischen Fall stets zur Folge, daß der charakteristische Widerstand komplex und damit eine Anpassung an das umgebende Medium unmöglich wird.

## 2. Prinzip des allmählichen Überganges

(„Keilabsorber“, „Breitbandabsorber“)

Mit allen im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Materialien erreicht man die gewünschte Dämpfung der eingedrungenen elektrischen oder akustischen Wellen. Die fehlende Anpassung an das angrenzende Medium wird durch einen allmählichen geometrischen Übergang vom Medium in das absorbierende Material erzwungen. Hierzu verwendet man in der Hauptsache eine Keilstruktur. Auch pyramidenförmige Schluckstoffkörper sind durchaus üblich und erstmalig im großen schallgedämpften Raum des Heinrich-Hertz-Institutes für Schwingungsforschung in Berlin angewendet worden [3].

Das wesentliche Problem bei diesem Absorbertyp betrifft die Ermittlung der erforderlichen Länge des Überganges, bezogen auf die Wellenlänge. Durch diesen Wert ist nämlich die Grenzfrequenz der Anwendung gegeben, von der an der Reflexionsfaktor eine bestimmte Grenze, z. B. 10%, nicht übersteigt. Für elektrische Wellen wurden kürzlich systematische Untersuchungen an keil- und pyramidenförmigen Übergängen angestellt [4]. Beim keilförmigen Übergang spielt, solange die Schneidenabstände kleiner als eine halbe Wellenlänge sind, die Orientierung des elektrischen Vektors der einfallenden Welle zu den Schneiden eine erhebliche Rolle. Liegt der elektrische Vektor parallel zu den Schneiden, so ist die Absorption einer Keilanordnung wesentlich geringer als bei senkrecht zu den Schneiden orientiertem elektrischen Vektor. Im Fall gleichseitiger Pyramiden ist die Absorption natürlich polarisationsunabhängig, und zahlenmäßig erhält man praktisch die gleichen

Meßresultate wie für Keile mit senkrecht zur Schneidenrichtung liegendem elektrischen Vektor. Die Untersuchungen wurden im rechteckigen Hohlleiter mit der Grundwelle ( $TE_{10}$ ) ausgeführt, d. h. also auf das Freifeld übertragen mit schräg auftreffender ebener Welle. Bei einer Vakuumwellenlänge von 8,75 cm betrug die Wellenlänge im Hohlleiter 13,3 cm, was einem gegen die Normale gemessenen Einfallswinkel von  $49^\circ$  entspricht. Als Material wurde wiederum Paraffin mit Graphitbeimischung in verschiedener Konzentration von 5 bis 40 Volumenprozent gewählt. Die Dämpfung der Welle im Material stieg dabei von etwa 0,5 dB/cm bis 18 dB/cm an. Das an den pyramidenförmigen Übergang sich anschließende quaderförmige, den Hohlleiter voll ausfüllende Materialstück wurde jeweils so lang gewählt, daß die Reflexion der eingedrungenen Welle am rückwärtigen Ende zu vernachlässigen war. Der Reflexionsfaktor wurde wie üblich aus der Welligkeit vor der Probe bestimmt und ist in Abb. 2 in Abhängigkeit von der

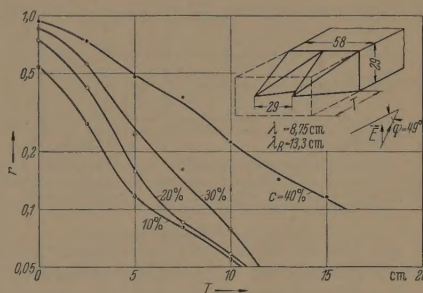


Abb. 2. Reflexionsfaktor pyramidenförmiger Absorber aus einer Paraffin-Graphit-Mischung als Funktion der Pyramidenlänge für verschiedene Graphitkonzentrationen.

Pyramidenlänge  $T$  mit dem Graphitgehalt als Parameter aufgetragen. Wie zu erwarten, nimmt der Reflexionsfaktor für eine feste Übergangslänge oder die Übergangslänge bei vorgegebenem Reflexionsfaktor mit wachsendem Graphitgehalt zu, weil wegen der ebenfalls wachsenden Materialkonstanten der Paraffin-Graphit-Mischung (s. Abb. 1) ihr charakteristischer Widerstand mehr und mehr vom Wert des freien Raumes abweicht. Um für einen vorgegebenen Wert des Reflexionsfaktors die optimale Übergangslänge zu finden, geht man in folgender Weise vor: Man bestimmt zunächst aus den Meßergebnissen nach Abb. 2 für jede Graphitkonzentration diejenige Pyramidenlänge, die einen angenommenen Reflexionsfaktor von 10% ergibt. Voraussetzungsgemäß schließt sich dabei an die Pyramiden eine hinreichend lange Schicht jeweils derselben Mischung von konstantem Querschnitt an. Für derart vorbereitete, mit metallischer Abschlußplatte versehene Proben wird der Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von ihrer Gesamtlänge gemessen. Dazu werden die Proben schrittweise von rückwärts her „abgebaut“, d. h. also zunächst der quaderförmige Teil verkürzt und schließlich auch die Länge der Pyramide selbst verringert. Abb. 3 zeigt die Meßergebnisse für Graphitgehalte von 5, 15, 25 und 40%. Die untere Grenze der Gesamtlänge für 10% Reflexion ist durch einen Pfeil markiert, außerdem ist an der Abszisse (Gesamtlänge) die Pyramidenlänge vermerkt. Kleine und große Prozentsätze von Graphit führen auf große



Werte der Gesamtlänge, weil in dem einen Grenzfall die Dämpfung pro Längeneinheit gering ist und im anderen Grenzfall die erforderliche Übergangslänge groß wird. In Abb. 4 sind die in Abb. 3 durch Pfeil markierten minimalen Gesamtlängen für eine 10%ige Reflexion in Abhängigkeit vom Graphitgehalt der

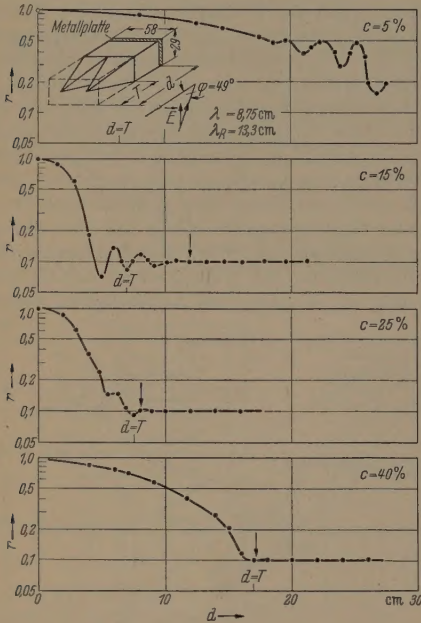


Abb. 3. Reflexionsfaktor pyramidenförmiger Absorber aus einer Paraffin-Graphit-Mischung als Funktion der Gesamtlänge für verschiedene Graphitkonzentrationen.

Paraffinkörper dargestellt. Wie beim akustischen Analogon liegt auch hier die optimale Schichtdicke des Absorbers in der Größenordnung der Wellenlänge. Damit ist für diese Anordnung auch die Grenzfrequenz gegeben; für Wellen tieferer Frequenz kann der geforderte Reflexionsfaktor  $r = 0,1$  nicht mehr

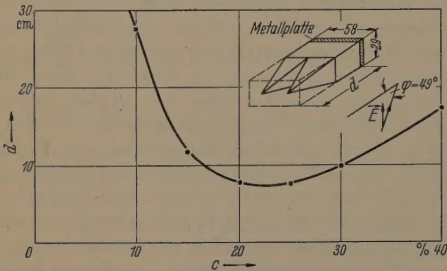


Abb. 4. Minimale Gesamtlänge pyramidenförmiger Absorber aus einer Paraffin-Graphit-Mischung bei einem vorgegebenen Reflexionsfaktor  $r = 0,1$  als Funktion der Graphitkonzentration. Optimale Gesamtlänge: 7,2 cm, Meßwellenlänge: 8,75 cm.

gewährleistet werden, während nach höheren Frequenzen hin die Anpassung noch besser wird.

Die Wahl des Trägermaterials für das Graphitpulver wird sich nach dem speziellen Verwendungszweck der Absorberanordnung richten. Beim großen Reflexionsfreien Raum in Göttingen [5] werden die der Schallabsorption dienenden Glaswollekeile benutzt, in deren Poren die Graphitteilchen (1 Volumen-

prozent) eingebracht wurden. Da die Keile aus akustischen Gründen etwa 1 m lang sind, ist der Raum trotz des sehr geringen prozentualen Graphitgehaltes auch für elektrische Dezimeterwellen noch brauchbar.

In diese Kategorie von elektrischen Absorbern gehört auch eine in Amerika viel benutzte Anordnung, nämlich ein Gespinst aus graphitierten Tierhaaren und Gummifäden [6]. Die Anpassung wird auch hier durch einen allmählichen Übergang vorgenommen, entweder durch eine Pyramidenstruktur oder bei planer Vorderfläche dadurch, daß die Dichte des Gespinsts und damit die Verluste je Längeneinheit mit wachsender Tiefe zunehmen.

Den zu den elektrischen Keil- oder Pyramidenabsorbern analogen akustischen Mechanismus findet man auf dem Gebiet der Wasserschallabsorber. Hier werden neuerdings Keile aus verlustbehafteten kompressiblen Kunststoffen verwendet. Eine ältere Ausführungsform der Wasserschallabsorber [7] benutzt nicht die Keilstruktur, sondern dünne Platten („Rippen“), die parallel zueinander stehen und auf der

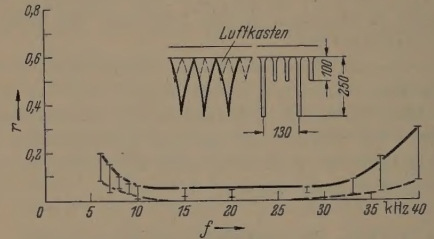


Abb. 5. Reflexionsfaktor einer Schallschluckanordnung aus Oppanolrippen bei verschiedenem Abschuß.

Einfallsseite der Welle gezahnt sind („Rippenabsorber“). Abb. 5 zeigt im oberen Teil schematisch die Anordnung. Die Rippen bestehen aus Oppanol, das durch Einlagerung von Korkpulver oder Holzmehl die erforderlichen Verluste erhält und damit kompressibel als Wasser wird. Eine solche rippenförmige Anordnung besitzt zwei Grenzfrequenzen, und zwar eine untere, die wie im Falle der Keile und Pyramiden durch die Länge gegeben ist. Da aber anders als für diese Formen der Abstand zwischen den Rippen mit der Eindringtiefe der Welle sich nicht verringert, sondern konstant bleibt, entsteht die obere Grenzfrequenz dann, wenn der Abstand der Rippen voneinander größer als eine halbe bis eine Wellenlänge wird. Man kann diese obere Grenzfrequenz dadurch hinaufsetzen, daß man zwischen längeren Rippen kürzere einfügt. Die in Abb. 5 gezeigte Frequenzkurve entspricht einer solchen Anordnung. Die Grenzfrequenzen sind etwa 7 kHz und 35 kHz bei Rippenlängen von 100 und 250 mm.

Die eben beschriebene Konstruktion für Wasserschallabsorber gab Veranlassung, eine äußerlich genau so aussehende Anordnung für elektrische Wellen zu entwickeln, nur mit dem Unterschied, daß die „Rippen“ aus einem leitfähigen Material, z. B. aus Graphitfolien bestehen. Die Ausbreitung elektrischer Wellen in einem solchen „Parallelplatten-Medium“ wurde kürzlich in Abhängigkeit vom Flächenwiderstand der Folien und ihrem gegenseitigen Abstand experimentell untersucht [8]. Die benutzten Folien verschiedenen Flächenwiderstandes wurden durch



Aufgießen von mehr oder weniger konzentrierten Aquadag-Lösungen (kolloidaler Graphit in Wasser) auf eine ebene Glasplatte hergestellt. Auf den getrockneten Graphitbelag wurde eine dünne Lack-schicht aufgebracht, die im Trockenofen aushärtete; anschließend gelang es relativ leicht, die kombinierte Graphit-Lackschicht von der Glasplatte zu lösen. Der Flächenwiderstand dieser Schichten, gemessen bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 3,2$  cm, erwies sich als komplex. Wirk- und kapazitive Blindkomponente waren annähernd gleich und lagen weit unter dem bei Gleichstrom gemessenen Wert des Flächenwiderstandes.

Aus Folienstücken der Größe  $16 \times 8$  cm<sup>2</sup> von gleichem Flächenwiderstand wurden diverse Parallelplattenmedien mit 16 cm Breite und Höhe und 8 cm Tiefe aufgebaut. Der elektrische Vektor der senkrecht auf die Eintrittsfläche von  $16 \times 16$  cm<sup>2</sup> auftreffenden ebenen Welle lag parallel zu den Folien. Mit einer

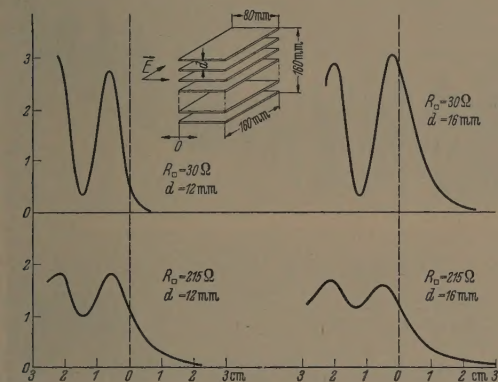


Abb. 6. Amplitudenquadrat der elektrischen Feldstärke in und vor einem Parallelplattenmedium aus leitenden Folien ( $R_Q$  = Flächenwiderstand,  $d$  = Folienabstand).

kleinen Dipolsonde wurde das elektrische Feld im mittleren Kanal des Mediums und davor gemessen. Abb. 6 zeigt ein Beispiel der dabei erzielten Ergebnisse für zwei Werte des Flächenwiderstandes<sup>1</sup> (30  $\Omega$  und 215  $\Omega$ ). Die Abstände der Folien voneinander waren 12 und 16 mm. Die Abszisse gibt die Lage des Meßpunktes vor oder zwischen den Folien, die Ordinate einen dem Quadrat der elektrischen Feldstärke proportionalen Wert an. Die gestrichelten senkrechten Linien bedeuten jeweils die Eintrittsstelle in das Parallelplattenmedium. Beim kleineren Flächenwiderstand und beim kleineren Abstand der Platten voneinander hat man die höheren Werte für die Dämpfung der Welle je Längeneinheit im Inneren und für die Welligkeit vor dem Medium. Im Fall von Metallfolien würde man vollkommene Reflexion erhalten, weil der Plattenabstand kleiner als  $\lambda/2$  ist und unterhalb der Grenzfrequenz eine Ausbreitung nicht möglich ist. Parallelplattenmedien mit einem Folienabstand kleiner als  $\lambda/2$  scheiden daher für eine praktische Anwendung als nicht reflektierender Absorber aus.

Eine Übersicht über die aus solchen Messungen ermittelte Dämpfung der eingedrungenen Welle in

<sup>1</sup> Gemeint ist hier und im folgenden stets der Realteil des komplexen Flächenwiderstandes. Die Ohmzahl bedeutet die bei  $\lambda = 3,2$  cm gemessene Wirkkomponente.

Abhängigkeit vom Flächenwiderstand gibt Abb. 7 für verschiedene Folienabstände (8—24 mm). Ist der Plattenabstand größer als  $\lambda/2$ , so muß für die Grenzfälle, die durch die Flächenwiderstände Null und Unendlich gekennzeichnet sind, die Dämpfung verschwinden. Dazwischen hat man ein Maximum der Dämpfung. Für praktische Zwecke ist nach Abb. 7 bei  $\lambda = 3,2$  cm ein Abstand von  $d = 2$  cm und ein Flächenwiderstand von 150  $\Omega$  mit einer Dämpfung von rund 10 dB/cm eine geeignete Dimensionierung.

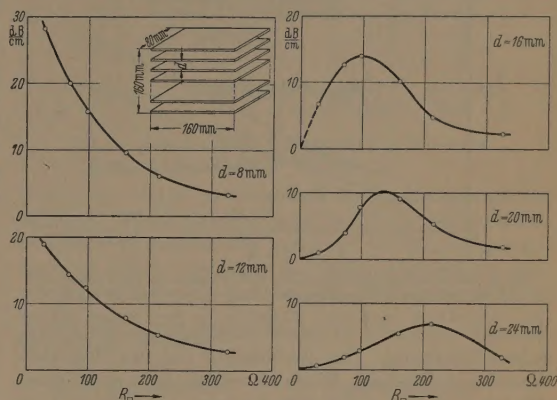


Abb. 7. Dämpfung einer elektrischen Welle ( $\lambda = 3,2$  cm) in einem Medium paralleler leitender Platten als Funktion ihres Flächenwiderstandes und Plattenabstandes. (Der elektrische Vektor der einfallenden Welle liegt parallel zu den Platten.)

Interessant ist bei dieser Anordnung noch die Feldstärkeverteilung über den Kanalquerschnitt bei verschiedenen Flächenwiderständen der die Kanäle bildenden Folien. Abb. 8 gibt für eine Kanalbreite von 24 mm die zwischen den Folien gemessene Verteilung des Amplitudenquadrats der elektrischen

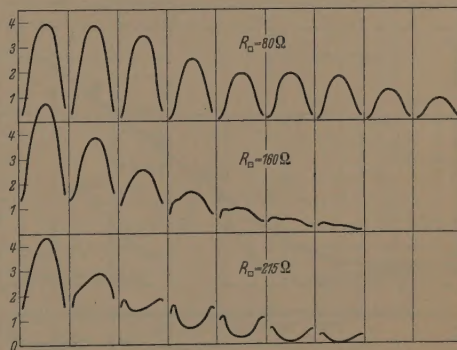


Abb. 8. Verlauf des Amplitudenquadrats der elektrischen Feldstärke über einem Kanalquerschnitt des Parallelplattenmediums, gemessen in Abständen von 5 mm. Folienabstand 24 mm, Flächenwiderstand  $R_Q$ .

Feldstärke wieder. Die Kurven einer Meßreihe entsprechen Sondenpositionen, die in Längsrichtung des Kanals jeweils 5 mm auseinanderliegen. Die 3 Meßreihen der Abb. 8 gehören zu den Flächenwiderständen 80  $\Omega$  (oben), 160  $\Omega$  (Mitte) und 215  $\Omega$  (unten). Im ersten Fall entspricht die nahezu sinusförmige Feldverteilung der Grundwelle, und die Dämpfung ist über den ganzen Querschnitt etwa dieselbe. Dagegen ist im zweiten und besonders im dritten Fall die Amplitudenabnahme längs der Mittellinie wesentlich stärker als längs der Kanalwände.



Wie die vorstehenden Ausführungen zeigen, ist die Dämpfung der Welle im Inneren des Folienabsorbers durch die beiden Parameter Folienabstand und Flächenwiderstand der Folien in weiten Grenzen einstellbar. Es bleibt nur noch übrig, die Anpassung einer solchen Anordnung zu bewerkstelligen. Die Lösung

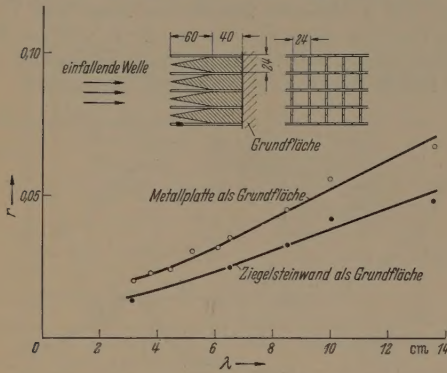


Abb. 9. Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsfaktors eines Absorbers aus gezahnten Widerstandsfolien (Flächenwiderstand  $200 \Omega$ ).

besteht wiederum in einem allmählichen geometrischen Übergang. Um unabhängig von der Polarisierung der einfallenden Welle zu werden, verwendet man zwei zueinander senkrechte Systeme. Ein derartiger Absorber von  $1 \text{ m}^2$  Grundfläche und 100 mm Tiefe aus Folien von  $200 \Omega$  Flächenwiderstand, 24 mm

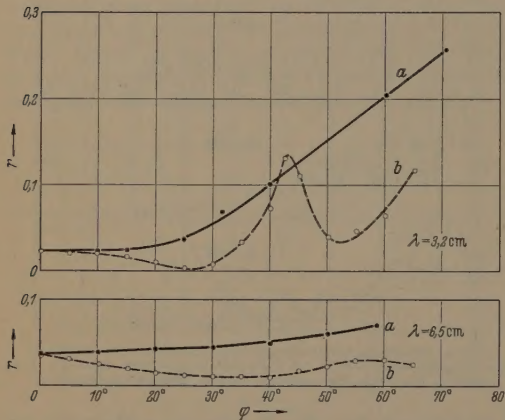
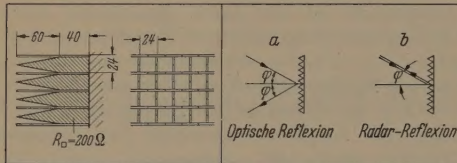


Abb. 10. Reflexionsfaktor eines Absorbers aus gezahnten Widerstandsfolien in Abhängigkeit vom Einfallswinkel.

gegenseitigem Abstand und 60 mm Übergangslänge hat bei senkrechter Inzidenz die in Abb. 9 dargestellte Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Wellenlänge. Dabei wurde als Abschluß eine Metallfläche oder eine Mauer gewählt. Die Werte des Reflexionsfaktors liegen fast in dem gesamten Wellenlängenbereich unter 5%, d. h. mehr als 99, 75% der einfallenden Energie werden absorbiert.

Für schrägen Einfall gibt Abb. 10 Aufschluß über die Brauchbarkeit dieser Absorberanordnung. Dabei sind die beiden in Abb. 10 skizzierten Fälle von Interesse, nämlich die geometrische Reflexion und die Reflexion zurück auf den Sender. Bei  $\lambda = 6,5 \text{ cm}$  ist der Reflexionsfaktor unabhängig vom Einfallswinkel nicht größer als 5%. Bei  $\lambda = 3,2 \text{ cm}$  wächst die reflektierte Energie bei geometrischer Reflexion monoton mit dem Winkel an (Kurve a in Abb. 10). Bei einem Einfallswinkel von  $42^\circ$  fällt das erste Beugungsmaximum mit der Einfallrichtung zusammen, was sich in einer großen Rückreflexion äußert (s. Kurve b in Abb. 10). Diesen Interferenzeffekt, der durch die periodische Struktur des Absorbers für Wellenlängen kleiner als der doppelte Folienabstand

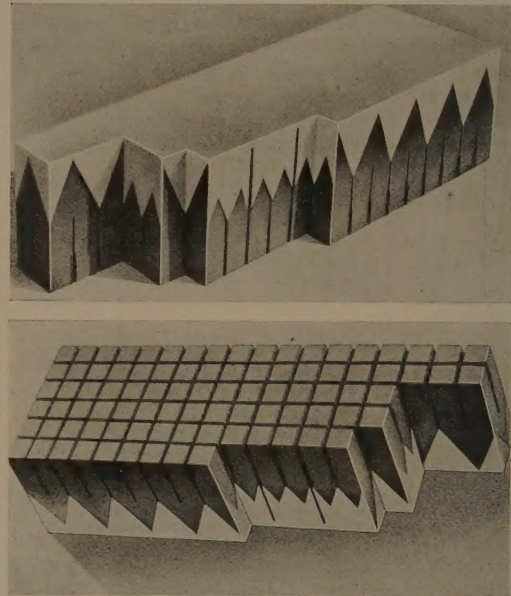


Abb. 11. Wetterfester Breitbandabsorber.

bedingt ist, kann man ähnlich wie bei den oben erwähnten Rippenabsorbern für Wasserschall mildern durch die Verwendung von Folien abgestufter Tiefe (vgl. Abb. 5).

Will man diesen Typ von Absorbern für eine Verwendung im Freien witterungsfest machen, so kann man ihn z. B. in irgendeinen Schaumstoff mit einer Dielektrizitätskonstante nahe an 1 einlassen.<sup>1</sup>

Wie schon erwähnt, entsprechen den elektrischen Absorbern mit ohmschen Verlusten in der Akustik die Absorber der Luftschalltechnik aus porösen Stoffen mit geeignetem Strömungswiderstand. Die genaue Nachbildung des eben beschriebenen elektrischen Absorbers würde aus parallelen, vorn spitz zulaufenden Platten eines porösen Stoffes bestehen. Eine solche Anordnung wäre durchaus möglich, ist aber nicht üblich. Die Schluckstoffkörper des ersten reflexionsfreien Raumes nach dem Übergangsprinzip im Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung in Berlin [3] waren Pyramiden aus Schlackenwolle. Heute verwendet man in der Luftschalltech-

<sup>1</sup> Ein solcher Absorbentyp wird von der Firma W. Genest Stuttgart-Degerloch hergestellt (Abb. 11).



ik ausschließlich die Keilform und als Material dient vorwiegend Glaswolle. Beim großen Göttinger Raum mit einer Keillänge von rund 1 m und einem dahinter angebrachten tief abgestimmten Resonanzabsorber von 10 cm Schichtdicke liegt die untere Grenzfrequenz bei 70 Hz. Nach höheren Frequenzen ist die Wirksamkeit praktisch unbeschränkt.

Die Pyramidenform läßt sich natürlich auch auf die elektrischen „Leitfähigkeitsabsorber“ übertragen. Mit einem Graphitüberzug versehene Pyramiden aus Papier oder einem dielektrischen Material ergeben eine ausgezeichnete Absorberanordnung, die unabhängig von der Polarisierung der einfallenden Welle wirksam ist.

### 3. Resonanzabsorber

In dieser Gruppe von Absorbern sollen alle Anordnungen zusammengefaßt werden, die eine frequenzabhängige Abstimmung haben. Dabei sind hinsichtlich des Aufbaus zwei Fälle zu unterscheiden. Man kann einmal homogene Schichten verwenden, die in Materialkonstanten und Dicke auf einen bestimmten Frequenzbereich „abgestimmt“ sind. Im zweiten Fall werden einzelne „Schaltelemente“ zu einer „abgestimmten“ Absorberanordnung zusammengestellt. Je nachdem aus wievielen Einzelsystemen die gesamte Anordnung besteht, kann man zwischen Einkreis- und Mehrkreisabsorbern unterscheiden.

#### a) Einkreisabsorber

Bei einer einzigen homogenen verlustbehafteten Schicht vor der Abschlußwand werden Materialkonstanten und Schichtdicke so bemessen, daß der Eingangswiderstand bei der gewünschten Frequenz gleich dem charakteristischen Widerstand des umgebenden Mediums wird. Der Eingangswiderstand dieser Einkreisabsorber, dargestellt in der komplexen Ebene, verläuft in Abhängigkeit von Schichtdicke oder Wellenlänge wie eine Spirale, die nach einer von der Dämpfung abhängenden Zahl von Umläufen in dem Punkt der komplexen Ebene endet, der dem charakteristischen Widerstand des Schichtmaterials entspricht.

Bei geeigneter Wahl der Materialkonstanten gibt es auf dieser Spirale einen Punkt, für den der Eingangswiderstand der Anordnung gleich dem charakteristischen Widerstand des umgebenden Mediums ist. Bei vorgegebener Wellenlänge hat man also eine ausgezeichnete Schichtdicke, bei der die an der Vorderwand der Schicht reflektierte Welle durch die an der Abschlußwand reflektierte und auf ihrem Weg gedämpfte Welle ausgelöscht wird.

Dieses Verfahren ist in der Luftschalltechnik seit langem bekannt. Poröse Stoffe können entsprechend ihrer Schichtdicke für bestimmte Frequenzen den auftretenden Schall voll absorbieren. Auch die Entwicklung der Wasserschallabsorber [7] begann in dieser Richtung. Bei elektromagnetischen Wellen kann eine Metallplatte durch Aufbringen einer etwa  $\lambda/4$ -dicken dielektrischen Schicht mit geeigneten Verlusten reflexionsfrei gemacht werden [9].

Der einfachste aus verteilten Elementen aufgebaute Einkreisabsorber ist in Abb. 12 schematisch dargestellt. Im elektrischen Fall bringt man bei senkrecht auf eine Metallfläche auftretender ebener

Welle eine Folie vom Flächenwiderstand  $377 \Omega$  an der Stelle maximaler elektrischer Feldstärke an, d. h. also im Abstand  $\lambda/4$  vor der leitenden Wand. Das akustische Analogon für Luftschall ist eine poröse Folie mit einem Strömungswiderstand von 420 MKS-Einheiten im Abstand  $\lambda/4$  vor einer schallharten

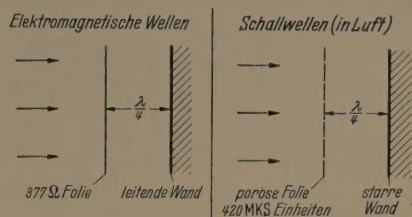


Abb. 12. Einkreis-Absorber (Dämpfungsfolie in  $\lambda/4$  Abstand vor der Wandfläche).

Wand; die Folie liegt damit an der Stelle maximaler Schnelle. Diese Absorber sind natürlich nur in einem kleinen Frequenzbereich wirksam; wird insbesondere für eine höhere Frequenz der Folienabstand vor der Abschlußplatte  $\lambda/2$ , so sind die Folienwiderstände wirkungslos und man erhält 100%ige Reflexion an der Abschlußplatte.

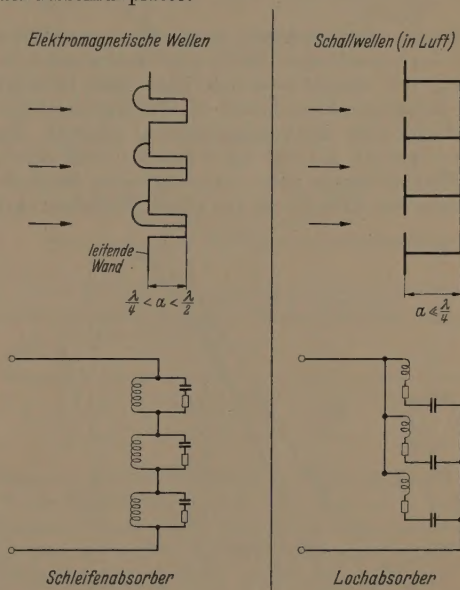


Abb. 13. Einkreis-Absorber (Schwingkreiselemente in und hinter der Wandfläche).

Bei einer anderen Ausführungsform des Einkreisabsorbers sind die Resonanzelemente in konzentrierter Form aufgebaut und in oder hinter der zunächst vollkommen reflektierenden Wand angebracht. Zwei Beispiele sind in Abb. 13 veranschaulicht. Die elektrische, für  $\lambda = 3,2$  cm ausgeführte Anordnung [10] verwendet eine Vielzahl sehr kleiner Schleifenantennen, die in regelmäßiger Verteilung untereinander parallel und senkrecht zur Metallwand angeordnet sind. Die induktiven Schleifen werden hinter der Metallwand durch ein kapazitives Leitungsstück abgeschlossen, und wenige mg Eisenpulver bewirken die erforderlichen Verluste. Die so entstehenden gedämpften Schwingungskreise bestimmen durch ihre



Resonanzfrequenz die Wellenlänge, bei der die Anordnung wirksam absorbiert. Durch die Zahl der Kreise je Flächeneinheit und durch geeignete Wahl des Verlustwiderstandes jedes einzelnen Kreises kann man den Eingangswiderstand der Anordnung an den charakteristischen Widerstand des freien Raumes anpassen. Natürlich ist dieser „Schleifenab-

magnetischen Vektors der einfallenden Welle zur Richtung der Schleifennormalen zu erwarten. Bei Drehung der Absorberplatte um eine zu ihr senkrechte Achse ändert sich die wirksame Schleifenfläche wie  $\cos \alpha$ , wenn  $\alpha$  den Drehwinkel bedeutet. Für einen bei  $\alpha = 0$  angepaßten Absorber kommt dies im Verlauf des Reflexionsfaktors deutlich zum Ausdruck (Abb. 15). Man hat also die Möglichkeit, mit dieser Absorberanordnung jeden Reflexionsfaktor zwischen 0 und 1 oder jeden Wandwiderstand zwischen 0 und  $377 \Omega$  einzustellen.

Als akustisches Analogon können wir den „Lochabsorber“ der Luftschalltechnik, d. i. eine gelochte Platte in kleinem Abstand vor einer starren Wand, ansehen (schematisch in Abb. 13 dargestellt). Die in den Löchern schwingende Luft ist die Masse; der zwischen Lochplatte und Abschlußwand befindliche und in seinen Abmessungen zur Wellenlänge kleine Hohlraum wirkt als Federung. Die Dämpfung dieses mechanischen Schwingungskreises wird durch die Reibung der Luft in den Löchern oder in einem zusätzlichen

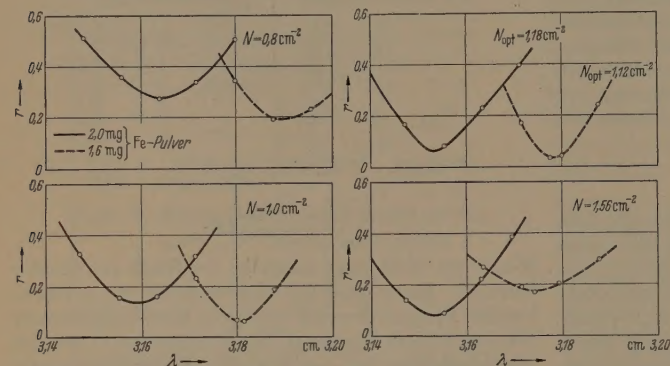


Abb. 14. Reflexionsfaktor von Schleifenabsorbern als Funktion der Wellenlänge, mit Besetzungsdichte und Widerstand der absorbierenden Elemente als Parameter, gemessen für einen Einfallswinkel von  $15^\circ$ , Polarisation senkrecht zur Einfallsebene.

sorber“ nur dann wirksam, wenn der magnetische Vektor der einfallenden Welle eine Komponente in Richtung der Schleifennormale hat. Abb. 14 zeigt die Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsfaktors für verschiedene Besetzungsdichten (Anzahl der Elemente je  $\text{cm}^2$ ,  $N = 0,8 \text{ cm}^{-2}$  bis  $N = 1,56 \text{ cm}^{-2}$ ). Die Reflexion wurde nach einer optischen Methode an Platten von  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  bei einem Einfallswinkel

porösen Stoff in der Nähe der Löcher bewirkt. Auch hier kann man durch die Anzahl der Löcher und die Größe des Strömungswiderstandes die Anpassung der gesamten Anordnung an den Schallwellenwiderstand der Luft zumindest für eine Frequenz erreichen. Je kleiner man dabei das Verhältnis von Masse zu Federung und je größer man die Dämpfung wählt, um so breiter werden in gewissen Grenzen die Frequenzkurven für den Reflexionsfaktor.

Die elektrischen Ersatzschaltbilder für den elektrischen Schleifenabsorber und den akustischen Lochabsorber (s. Abb. 13) sind dual zueinander. Dies hat seinen Grund darin, daß man im elektrischen Fall von einer vollkommen leitenden Fläche ausgeht und dort das tangential elektrische Feld zusammenbricht, während im akustischen Fall die Bezugsfläche eine starre Wand ist, an der die Normalkomponente der Schallschnelle verschwindet.

Die Resonanzabsorber werden außerordentlich viel in der praktischen Raumakustik angewendet; hierher gehört auch der „Plattenabsorber“, d. i. eine Platte, meist aus Holz, in kleinem Abstand vor einer starren Wand. Die Masse der Platte entspricht dabei der Luftmasse in den Löchern, während der hinter der Platte befindliche Hohlraum die gleiche Funktion wie beim Lochabsorber hat.

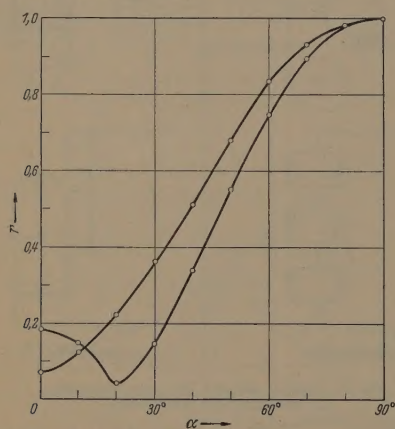


Abb. 15. Reflexionsfaktor von zwei Schleifenabsorbern als Funktion des Drehwinkels. Einfallswinkel  $\varphi = 15^\circ$ , Polarisation senkrecht zur Einfallsebene.

von  $15^\circ$  gemessen, wobei der elektrische Vektor der einfallenden ebenen Welle senkrecht zur Einfallsebene lag. Die ausgezogenen Kurven beziehen sich auf eine größere Dämpfung der Kreise (2 mg Eisenpulver je Element), die gestrichelten Kurven auf einen kleineren Dämpfungswert (1,6 mg Eisenpulver je Element). Mit kleinerer Dämpfung, d. h. größerem Verlustwiderstand verschiebt sich das Minimum der Reflexion zu größeren Besetzungszahlen.

Da alle Schleifenantennen parallel zueinander liegen, ist ein erheblicher Einfluß der Orientierung des

#### b) Zweikreisabsorber

Der enge Frequenzbereich, in dem ein Einkreisabsorber wirksam ist, reicht für viele Anwendungen nicht aus; dann ist der nächstliegende Schritt, zu dem einen Kreis einen zweiten hinzuzunehmen. Die Theorie der elektrischen Zweipole zeigt, daß man einem Parallelresonanzkreis zweckmäßig einen Reihenresonanzkreis parallel schaltet und umgekehrt. Diese Kreise haben nämlich in der Nähe ihrer gemeinsamen Resonanzfrequenz einen gegensinnigen Verlauf ihrer Blindwiderstände. Damit besteht die Möglichkeit, den Gesamtblindwiderstand des Zweipols in einem breiteren Frequenzbereich zu Null zu machen.



Bei geeigneter Wahl der Schaltelemente, nämlich mit den in der Abb. 16 angegebenen Werten, wird der Eingangswiderstand des Zweipols völlig frequenzunabhängig und reell. Ein Absorber nach diesem Prinzip für das Zentimeterwellengebiet [11] ist in Abb. 17 links schematisch dargestellt; im Abstand  $\lambda/4$  vor einer metallischen Abschlußfläche sind in der Struktur eines Flächengitters gedämpfte elektrische

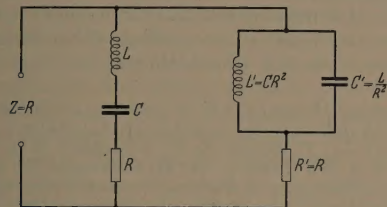


Abb. 16. Zweipol mit reellem frequenzunabhängigem Eingangswiderstand.

Dipole angeordnet, die auf die gleiche Frequenz wie der  $\lambda/4$ -Parallelresonanzkreis abgestimmt sind und in der Ersatzschaltung Serienresonanzkreise darstellen (s. Abb. 17 links unten).

Das akustische Analogon hierzu ist beim Flüssigkeitsschall eine Reihe von Luftblasen, die sich im Abstand von  $\lambda/4$  vor einer schallweichen Wand befinden; die im Druckbauch liegenden Luftblasen

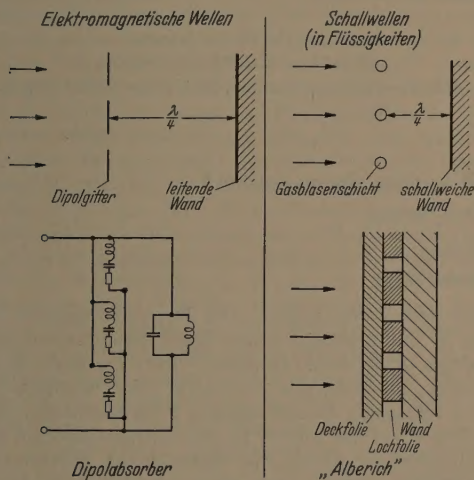


Abb. 17. Zweikreis-Absorber.

führen Pulsationsschwingungen aus und haben eine Eigenfrequenz, die durch ihre mitschwingende Mediummasse und durch die Federung des eingeschlossenen Luftvolumens bestimmt ist; die Dämpfung hat thermische Ursachen.

Beim elektrischen „Dipolabsorber“ ergeben sich folgende Parameter:

1. Widerstand der Dipole, die z. B. aus Widerstandsfolien verschiedenen Flächenwiderstandes ausgeschnitten werden können.
2. Länge und Breite der Dipole.
3. Abstand der Dipole in Querrichtung und in ihrer Längserstreckung, wobei das Dipolgitter zweckmäßig so dimensioniert wird, daß keine Beugungsanordnungen auftreten.

Eine besonders einfache Ausführung besteht darin, daß man eine dielektrische Platte, z. B. Plexiglas der Dicke  $\frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon}}$  auf der Rückseite mit Leitsilber anstreicht und auf der Vorderseite das System der Dipole mit einer Graphitlösung „aufmalte“.

Die eben beschriebene Dipolanordnung ist natürlich noch von der Polarisation der einfallenden Welle abhängig; ein System von gekreuzten Dipolen oder Kreuzen vermeidet diese Einschränkung.

In Abb. 18 ist für 4 verschiedene Anordnungen, deren Einzelheiten aus den Angaben oberhalb der Figur hervorgehen, der bei senkrechter Inzidenz ge-

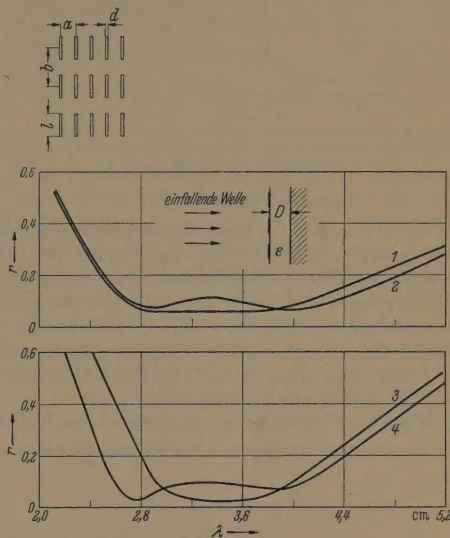


Abb. 18. Reflexionsfaktor verschiedener Dipolabsorber bei senkrechter Inzidenz als Funktion der Wellenlänge.

Ab-sorber	Zwischenschicht		$\frac{d}{\lambda}$	$\frac{l}{\lambda}$	$\frac{a}{\lambda}$	$\frac{b}{\lambda}$
	$\epsilon$	$D$				
1	1,05	7,8 mm	0,05	0,66	0,39	0,94
2						
3	2,56	5,0 mm	0,05	0,42	0,47	0,59
4						

messene Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Die Kurven 1 und 2 beziehen sich auf Luft oder genauer gesagt auf Schaumtrollit (  $\epsilon = 1,05$  ) als Dielektrikum. Im Falle des Plexiglasses ist die Dicke des Absorbers nur noch 5 mm. Der wirksame Frequenzbereich umfaßt eine knappe Oktave.

Der Reflexionsfaktor eines bei senkrechter Inzidenz ( $\varphi = 0^\circ$ ) angepaßten Dipolabsorbers nimmt mit wachsendem Einfallswinkel  $\varphi$  monoton zu. Die Reflexion ist bei einer Polarisation senkrecht zur Einfallsebene stets etwas kleiner als für die andere Polarisation parallel zur Einfallsebene. Bei einem für senkrechte Inzidenz angepaßten Absorber erreicht der Reflexionsfaktor einen Wert von 20 % bei Einfallswinkeln von  $45^\circ$  und  $30^\circ$ .

Abschließend seien noch kurz die den Dipolabsorbern entsprechenden Resonanzabsorber für Wasserschall [12] genannt. Sie sind nach dem in Abb. 17 dargestellten Schema aufgebaut. Die in der Abb. 17 rechts unten angegebene Konstruktion weist gegenüber dem darüberstehenden Bild zwei Unterschiede



auf, einmal sind die resonierenden Gasblasen als Resonanzhöhlräume in einer Gummischicht „eingefroren“, und der  $\lambda/4$  Kreis ist durch einen „konzentrierten“ Parallelresonanzkreis bestehend aus der Federung der Gummischicht und der Masse der Abschlußwand realisiert. Ein Beispiel für die Frequenzkurve der Schallreflexion ist in Abb. 19 gegeben und der wirksame Bereich ist wie im elektrischen Fall etwa eine Oktave.

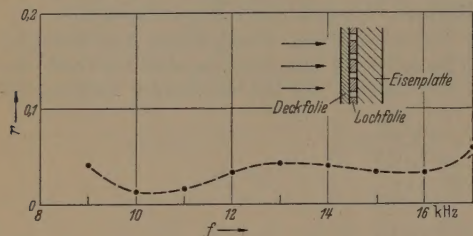


Abb. 19. Reflexionsfaktor eines Resonanzabsorbers für Wasserschall in Abhängigkeit von der Frequenz.

### c) Mehrkreisabsorber

Ein altes Beispiel für den Mehrkreisabsorber aus der Luftschalltechnik ist eine Anordnung von verschiedenen parallelen Drahtnetzen von verschiedenem Strömungswiderstand, die mit gewissem Abstand aufeinander folgen. Durch entsprechende Staffelung der Strömungswiderstände und der Abstände kann man eine hohe Absorption in einem größeren Frequenzbereich erreichen.

Auch auf dem elektrischen Gebiet ist eine entsprechende Anordnung bekannt, die während des Krieges

als sog. „elektrischer Sumpf“ entwickelt wurde. In einem Ausführungsbeispiel konnte durch 7 aufeinanderfolgende Leitfähigkeitsfolien, deren Flächenwiderstand gestaffelt ist (eingangsseitige Folie 30 k $\Omega$ , Folie vor metallischer Abschlußwand 300  $\Omega$ ) und deren Abstände voneinander etwa 9 mm betragen, eine geringe Reflexion im ganzen Zentimeterwellengebiet erreicht werden.

Derartige Mehrkreissysteme für die Luftschall- und die Mikrowellentechnik führen bei Vergrößerung der Kreiszahl über zu den anfangs behandelten Breitbandabsorbern mit allmählichem Übergang.

**Literatur.** MEYER, E., H. J. SCHMITT, u. H. SEVERIN: Z. angew. Phys. im Druck. — [2] LEWIN, L.: Journ. I. E. E. 94, 65 (1947). — [3] MEYER, E., G. BUCHMANN, u. A. SCHOCH: Akust. Z. 5, 352 (1940). — [4] HADDENHORST, H. G.: Reflexion und Absorption elektromagnetischer Wellen durch keil- und pyramidenförmige Strukturen. Göttingen 1955, Z. angew. Phys. im Druck. — [5] MEYER, E., G. KURTZE, H. SEVERIN, u. K. TAMM: Acustica 3, 409 (1953). — [6] SIMMONS, A. J. u. W. H. EMERSON: Tele-Tech. and Electronic Industries, Juli 1953, 47. — [7] MEYER, E. u. K. TAMM: Acustica 2, AB 91 (1952). — [8] SAUER, H.: Dämpfung elektromagnetischer Zentimeterwellen in Parallel-Platten-Medien aus leitenden Folien. Diplomarbeit Göttingen 1955, nicht veröffentlicht. [9] DÄLLENBACH, W. u. W. KLEINSTEUBER: Hochfrequenz-techn. u. Elektroak. 51, 152 (1938). — [10] MEYER, E., H. SEVERIN, u. G. UMLAUT: Z. Physik 138, 465 (1954). — [11] SCHMITT, H. J.: Breitbandiger Resonanzabsorber für elektromagnetische Zentimeterwellen. Dissertation Göttingen 1955, noch nicht veröffentlicht. — [12] MEYER, E. u. H. OBERST: Acustica 2, 149 (1952).

Prof. Dr. ERWIN MEYER,

Privatdozent Dr. HANS SEVERIN,

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen.

## Über einen Schalttransistor mit kurzen Sprungzeiten\*

Von H. SALOW und W. v. MÜNCH

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 17. Oktober 1955)

Will man mit Halbleiterbauelementen Schaltvorgänge auslösen, so bedient man sich am einfachsten instabiler Arbeitsvorgänge im Halbleiter, die schon durch kleine Signale ausgelöst werden können. Instabile Bauelemente auf dem Halbleitergebiet sind mehrfach bekannt geworden. Typische Vertreter solcher Elemente sind der Spitzentransistor [1], [2], die Doppelbasisdiode [3] und die Kombination von *nnp*- und *pnp*-Transistoren [4]. Die Instabilität dieser Bauelemente wird dabei in verschiedenartiger Weise gewonnen. Der Spitzentransistor wird instabil durch Vervielfachung seiner Ladungsträger am Kollektor. Die Doppelbasisdiode vermehrt ihre Injektion durch Widerstandsabbau vor der Injektionsstelle und erhält dadurch eine negative Charakteristik. Die Kombination von *nnp*- und *pnp*-Transistoren gewinnt ihre Instabilität dadurch, daß die von 2 Seiten beeinflussbare Zwischenschicht durch Injektion auf der einen Emittenseite automatisch die Injektion auf der anderen Emittenseite auslöst. Diese Bauelemente arbeiten für technische Zwecke nicht vollauf befriedigend. Der Spitzentransistor liefert zwar relativ kurze Schaltzeiten, ist aber in der Sperrkennlinie

nicht hochohmig genug. Die Doppelbasisdiode besitzt in der heutigen Form lange Schaltzeiten und niedrige abgebbare Impulse. Die Transistorkombination hat folgende Nachteile: Sie benötigt für einen einfachen Schaltvorgang 2 Bauelemente. Sie ist ferner auf die relativ langen Diffusionszeiten der Ladungsträger durch die Basisschicht beschränkt. Schaltzeiten von 1  $\mu$ sec erfordern daher in dieser Kombination schon die Verwendung von vorzüglichen Hochfrequenztransistoren und damit einen beträchtlichen Aufwand. Neben den genannten Bauelementen ist es möglich, noch andere instabile Halbleiterelemente zu konstruieren. So haben z. B. KIDD, HASENBERG und WEBSTER [5], [7] eine Transistoranordnung angegeben, bei der durch Einwirkung einer hohen Feldstärke am Kollektor bereits eine Vervielfachung der Ladungsträger einsetzt. Der Transistor erhält dadurch ein Kennlinienfeld mit teilweise negativer Steigung („delayed collector conduction“). Im folgenden soll eine transistorähnliche Anordnung beschrieben werden, die im Laboratoriumsversuch zu sehr schnellen und stabilen elektronischen Schaltern geführt hat und deren technische Ausführungsform, Spannungsversorgung und Signalbedarf dabei denkbar einfach sind.

\* Teilweise vorgetragen auf der Physikertagung in Wiesbaden (1955).



### 1. Der Schalttransistor

Wir betrachten die transistorähnliche Anordnung nach Abb. 1a. Ein Halbleiterstab von rechteckigem Querschnitt möge an einem Ende einen für die Majoritäts-Träger des Halbleiters sperrfreien Basiskontakt besitzen. Am anderen Ende des Stabes befinden sich nacheinander gegenüber zwei sperrende Kontakte  $E$  und  $C$ , die wieder als Emitter und Kollektor bezeichnet werden sollen.  $C^*$  ist eine Hilfselektrode, die beispielsweise durch einen Spitzenkontakt oder auch durch einen sperrfreien Kontakt von sehr kleiner Ausdehnung realisiert werden kann.  $C^*$  soll sich auf der Kollektorseite der Anordnung befinden und in nicht zu großem Abstände von  $C$ . Wenn der Halbleiterstab z. B. aus  $p$ -Typ Germanium besteht, erhalten die Kontakte  $C$  und  $E$  eine positive sperrende Vorspannung gegen die Basis.  $C^*$  erhält als Spitzenkontakt das Potential von  $C$ , als sperrfreier Kontakt ein festes positives Potential gegen  $B$ , das am besten über einen äußeren Widerstand  $R^*$  von der Kollektorelektrode abgenommen wird (vgl. Abb. 1b).

Wenn wir die Potentialverteilung innerhalb des Halbleiters von  $E$  nach  $C$  verfolgen, so finden wir in Abb. 2a wiedergegebenen Verlauf, der mit dem Potentialverlauf eines Transistors mit gesperrtem Emitter übereinstimmt. Es ist hierbei vorausgesetzt, daß von  $C^*$  noch kein Strom ausgeht. Die Anordnung ist praktisch stromlos. Es fließen lediglich die kleinen Leckströme nach  $E$  und  $C$  ab, die aus der thermischen Paarzeugung im Halbleitermaterial entstanden sind. Sobald wir jetzt dem Kontakt  $C^*$  ein festes Potential geben, daß Löcher bei  $C^*$  in den Halbleiter treten und zur Basis abfließen, verschiebt sich der Potentialverlauf im Halbleiterinnern. Wir erhalten einen Verlauf nach Abb. 2b. Das zunächst mit dem Basispotential übereinstimmende Sperrpotential zwischen den Elektroden  $E$  und  $C$  wird durch den von der Hilfselektrode ausgehenden Strom  $i_c^*$  bis zu einem Sperrpotential  $U_{12}$  angehoben.

Dieses Sperrpotential  $U_{12}$  stellt sich ein nach Maßgabe der Widerstände  $R_1$  und  $R_2$ , die der Strom  $i_c^*$  auf seinem Weg von der Hilfselektrode zur Basis durchläuft. Wir nehmen an, daß das Sperrpotential  $U_{12}$  durch reine Spannungsteilung zwischen  $R_1$  und  $R_2$  bestimmt wird. Dabei müssen wir uns den Widerstand  $R_1$  im wesentlichen in unmittelbarer Nähe der Elektrode  $C^*$  konzentriert denken, während  $R_2$  ungefähr mit dem echten Basiswiderstand übereinstimmt, wie er auch in der Theorie des Transistors vorkommt.  $U_{12}$  übernimmt nunmehr die Rolle eines Steuerpotentials, das bei geeigneter Lage die Emission der Emitterelektrode  $E$  regeln kann. Außerdem wird in der Basis ein kleines aber doch merkliches Feld durch den Basisstrom erzeugt, das Ladungen vom Emitter zum Kollektor ziehen kann und für die Geschwindigkeit der Schaltprozesse von wesentlicher Bedeutung ist.

Der eigentliche instabile Arbeitsvorgang wird nun in folgender Art ausgelöst. Es möge das Emitterpotential z. B. durch einen kleinen negativen Impuls soweit gegen  $U_{12}$  abgesenkt werden, daß eine Injektion von Elektronen in den Halbleiter hinein eintritt. Die Elektronen können nicht zur Basis abfließen, da das Basispotential negativer als das Steuerpotential  $U_{12}$  ist. Sie fließen also (von Rekombinationsverlusten abgesehen) in die Kollektorelektroden  $C$

und  $C^*$  ab. Der Anteil des Emitterstromes, der über  $C^*$  abfließt, beeinflußt aber den Widerstand  $R_1$ . Der Widerstand  $R_1$  wird stark herabgesetzt, wenn die bei  $E$  injizierten Ladungsträger eine genügend große Lebensdauer besitzen, so daß ein erheblicher Teil von ihnen das Gebiet um  $C^*$  erreicht. Infolge der Bedingung der Ladungsneutralität fließen dann in  $R_1$  zusätzliche Ladungsträger beiderlei Vorzeichens.

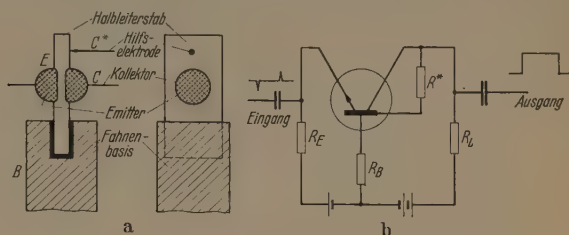


Abb. 1. a) Ansicht und Seitenansicht des Schalttransistors; b) Schaltschema.

Diese Widerstandsänderung durch Injektion ist die gleiche, die schon in der Doppelbasisdiode zur Potentialänderung ausgenutzt wird. Die Abnahme des Widerstandes  $R_1$  ruft natürlich eine Potentialverschiebung von  $U_{12}$  hervor und zwar in Richtung auf das Kollektorpotential, da  $R_2$  unbeeinflusst bleibt und  $U_{12}$  durch Spannungsteilung an  $R_1$  und  $R_2$  festgelegt wird. Damit aber wird die Injektion des Emitters noch weiter gefördert,  $R_1$  nimmt noch weiter ab usw. Der instabile Prozeß ist somit eingeleitet. Er hält so lange an, bis die gesamte Potential-

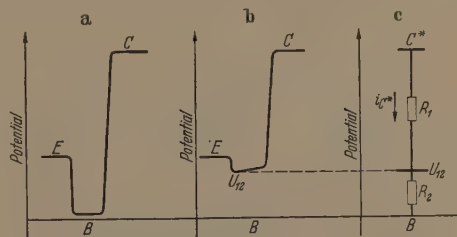


Abb. 2. Potentialverlauf zwischen Emitter und Kollektor und zwischen Hilfselektrode und Basis im Schalttransistor.

schwelle zwischen Emitterpotential und  $U_{12}$  abgebaut ist. Bei von außen festgehaltenen Potentialen an den Elektroden würde das zu so hohen Strömen führen, daß der Halbleiter im allgemeinen zerstört wird. Es müssen also äußere ohmsche Widerstände eingeführt werden, die eine Strombegrenzung hervorgerufen.

Mit dieser instabilen Anordnung ist somit ein einfacher elektrischer Schalter gewonnen, der im gesperrten Zustand (keine Injektion an  $E$ ) einen sehr hochohmigen Widerstand vorstellt ( $> 1 \text{ M}\Omega$ ) und der im leitenden Zustand (Injektion an  $E$ ) einen sehr niedrigen Widerstand ( $< 50 \Omega$ ) bildet. Beide Zustände können durch sehr kurze und niedrige Signale (z. B. an den Elektroden  $E$  oder  $B$  kapazitiv eingespeist) ineinander übergeführt werden. Für das Auftreten der Instabilität ist das Vorhandensein des Hilfsstromes  $i_c^*$  eine notwendige Voraussetzung. Es ist nicht möglich, einen Flächentransistor zur Instabilität zu zwingen, solange zwischen Kollektor und Basis kein Strom fließt oder eine Vervielfachung der



Ladungsträger am Kollektor einsetzt. Es ist nicht unbedingt notwendig, den Hilfsstrom  $i_c^*$  von einer besonderen Elektrode ausgehen zu lassen. Es ist ebenso gut möglich, die Elektrode  $C$  dazu zu benutzen. Es ergibt sich dabei sogar eine besonders günstige Geometrie. Man kann den Leckstrom, den jeder  $pn$ -Übergang ohnehin enthält und der neben dem Sättigungsstrom aus einem Paßleistungsstrom an der Oberfläche des Überganges besteht, als Hilfsstrom verwenden. Wenn der Leckstrom anfangs zu klein ist, so kann er durch einen Formierungsprozeß so groß gemacht werden, daß er zur Erzeugung der Schaltinstabilität ausreicht. Der Hilfsstrom  $i_c^*$  sollte etwa das 10–20fache des Sättigungsstromes des  $pn$ -Überganges betragen, und möglichst in Kollektornähe auf der dem Basiskontakt abgewendeten Seite entstehen. Der Basisstrom  $i_b^*$  bewirkt noch eine weitere günstige Eigenschaft des Schalttransistors. Er trägt nämlich, wie schon erwähnt, ein elektrisches Feld in die Basis. Dieses Feld zwischen  $E$  und  $C$  ist zwar sehr klein, es genügt aber, um die Laufzeiten der Elektronen gegenüber den Diffusionslaufzeiten um

reich ist durch eine negative Charakteristik gekennzeichnet, die in der Zeichnung zwischen den gestrichelten Geraden liegt und deren Steilheit etwa  $4 \text{ k}\Omega$  beträgt. Mit dieser negativen Kennlinie lassen sich nun alle Kippschaltungen verwirklichen, wie z. B. die monostabile, die bistabile und die astabile Kippschaltung, die dem fortlaufenden Kippvorgang entspricht. Als Beispiel zur Erläuterung der Schalte-

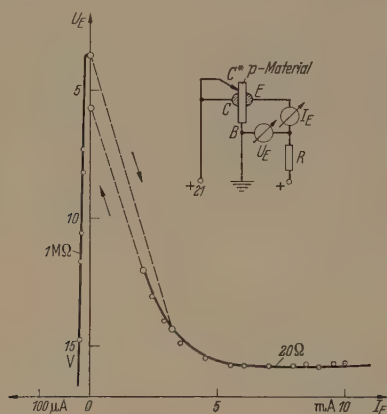
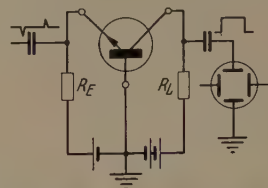


Abb. 3. Strom-Spannungscharakteristik am Emitter des Schalttransistors. Der gestrichelt gezeichnete Bereich ist instabil.

mehr als eine Größenordnung herabzusetzen. Auf diese Art können Schaltzeiten gewonnen werden, die in der Gegend von  $1 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$  liegen, bei einer Basisdicke von  $50 \mu$  wie sie für Niederfrequenz-Transistoren üblich ist. Im folgenden sollen die Ergebnisse beschrieben werden, die an einigen Versuchsstücken in der angegebenen Bauart gewonnen werden konnten.

## 2. Versuchsergebnisse

Es wurden verschiedene Baumuster hergestellt, die vorwiegend die in Abb.1 skizzierten Formen hatten. Das verwendete Halbleitermaterial hatte  $p$ -Charakter; sein spezifischer Widerstand lag zwischen  $20$  und  $40 \Omega \text{ cm}$ .

Auf die Hilfselektrode  $C^*$  wurde in einigen Fällen verzichtet, dafür wurde der Leckstrom der Elektrode  $C$  auf einen geeigneten Wert formiert. Die Basisdicke zwischen den Elektroden  $E$  und  $C$  betrug im allgemeinen  $50 \mu$ . Die Stromspannungscharakteristik an der Emitter-Elektrode zeigt Abb.3. In den beiden stabilen Bereichen beträgt der Widerstand im gesperrten Zustand  $1 \text{ M}\Omega$ , im leitenden Zustand  $20 \Omega$ . Der dazwischenliegende instabile Be-



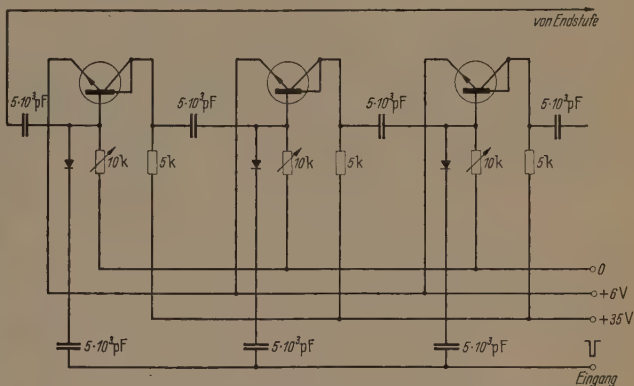
Abb. 4. Vergleich der Schaltzeiten eines Rechteckimpulses für verschiedene instabile Halbleiterbauelemente. Die Impulshöhe beträgt in allen Aufnahmen  $8 \text{ Volt}$  mit Ausnahme der Doppelbasisdiode, deren Sprunghöhe nur  $3 \text{ V}$  erreicht. Abstand der Zeitmarken  $1 \mu \text{ sec}$ .

eigenschaften des Schalttransistors soll im folgenden die bistabile Kippschaltung benutzt werden. Und zwar soll der Schalttransistor aus der nichtleitenden hochohmigen Stellung in die leitende niederohmige Stellung und wieder zurück geworfen werden. Es entsteht dabei ein rechteckiger Spannungsverlauf am Kollektor.

Wir betrachten zunächst derartige Rechteckimpulse, wie sie bisher mit den bekannten Schaltern der Halbleitertechnik, also mit der  $nnp$ - $pnp$ -Transistorkombination, der Doppelbasisdiode und dem Spitzen transistor hergestellt werden konnten. Die Versuchsergebnisse bringt Abb.4. Hier sind die Rechteck-



Diesen bekannten Halbleiterbauelementen gegenüber besitzt der Schalttransistor die in Abb. 5 gezeigten Schalteigenschaften. Sofern der Schalttransistor symmetrisch bezüglich Emittter- und Kollektorelektrode aufgebaut ist, besitzt er auch gleich lange Schaltzeiten. Einschalt- und Ausschaltflanke sind nach Abb. 5a praktisch gleich steil. Bei einer Impulshöhe von wiederum 8 Volt beträgt die Umschaltzeit nur  $2 \cdot 10^{-7}$  sec (die Zeitmarken haben in Abb. 5a einen Abstand von  $10^{-7}$  sec). Die kürzeste Entfernung zwischen Emittter und Kollektor kann auch hier mit  $50 \mu$  angegeben werden. In einem anderen Fall



Die Doppelbasisdiode ergibt unter den gleichen Bedingungen nur eine Impulsspannung von 3 Volt. Wegen ihres relativ niedrigen Widerstandes in der Basis verlangt sie hohe Signalspannung und gibt dabei selbst nur geringe Signalspannungen ab. Der Spitzentransistor schaltet recht schnell. Die Einschaltzeit liegt wieder bei 0,8  $\mu\text{sec}$ , die Abfallzeit beträgt etwa 2  $\mu\text{sec}$ . Der Nachteil des Spitzentransi-

Mit dem Schalttransistor ist also ein schnelles Schaltelement gewonnen, das sich besonders für Zählzwecke bei hohen Frequenzen bequem und sicher anwenden läßt. Es wurde mit diesen Schalttransistoren eine dekadische Zählkette gebaut, deren einfaches Schaltschema Abb. 6 wiedergibt. Die Glimmlampen, die jeweils den leitenden Zustand einer Transistorstufe optisch anzeigen, sind in der Schaltskizze fortgelassen worden. Mit einer solchen Zählranordnung war es möglich, Impulsfolgen von mehr als  $2 \cdot 10^6/\text{sec}$  noch einwandfrei zu zählen.

Infolge der vorliegenden komplizierten Geometrie ist es nicht möglich, eine exakte Berechnung der Kennlinie anzugeben. Mit der folgenden Näherung



lassen sich jedoch die beobachteten Effekte mindestens größenordnungsmäßig beschreiben.

Der Leckstrom, der von dem nahezu punktförmigen Hilfskontakt  $C^*$  ausgeht, wird im wesentlichen von den Mehrheitsladungsträgern getragen. Er breitet sich zunächst halbkugelförmig um  $C^*$  aus und fließt dann über die Basis mit rechteckigem Querschnitt ab (Abb. 7). Diese beiden Stromgebiete

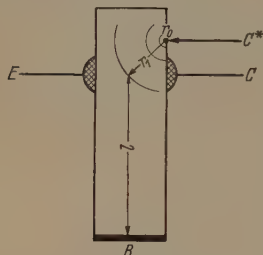


Abb. 7. Schema der Widerstandsverteilung im Schalttransistor.

kann man mit den in Abb. 2c hilfsweise eingeführten Widerständen  $R_1$  und  $R_2$  identifizieren. Da  $R_1$  hauptsächlich in unmittelbarer Nähe von  $C^*$  konzentriert ist, wird man in guter Näherung eine radialsymmetrische Stromausbreitung annehmen können. Für dieses Gebiet sind folgende Stromdichten in der üblichen Bezeichnungsweise [6] anzusetzen, wobei die Diffusionsanteile unberücksichtigt bleiben:

$$j_p^{(1)} = e p(r) \mu_p E(r). \quad (1)$$

$$j_n^{(1)} = e n(r) \mu_n E(r). \quad (2)$$

Hinzu kommt als Bedingung für die Ladungsneutralität

$$p(r) = P + n(r). \quad (3)$$

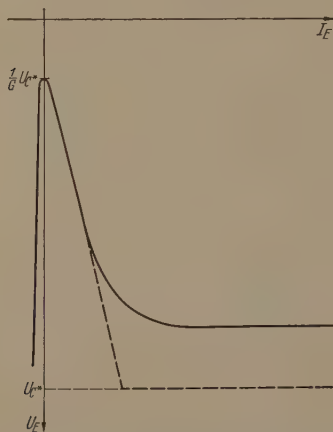


Abb. 8. Kennlinienform des Schalttransistors. Der gestrichelte Teil gibt die Abweichung der Theorie vom Experiment an.

Es soll vorausgesetzt werden, daß ein Bruchteil  $\gamma I_e$  ( $\gamma < 1$ ) des Emittersstromes über die Hilfelektrode abfließt. Vernachlässigt man ferner die Rekombination, so gilt die Kontinuitätsgleichung in der Form

$$j_n^{(1)} = e n(r) \mu_n E(r) = \frac{\gamma I_e}{2 \pi r^2} \quad (4)$$

oder unter Verwendung der Neutralitätsbedingung (3):

$$j_p^{(1)} = \sigma E(r) + \frac{\mu_p}{\mu_n} \frac{\gamma I_e}{2 \pi r^2}. \quad (4a)$$

Im Basisstromgebiet wird ein rechteckiger Querschnitt (Fläche  $F$  und Länge  $l$ ) zugrunde gelegt. Nach

den oben gemachten Voraussetzungen fließt über dieses Gebiet der gesamte Strom der Mehrheitsladungsträger ab:

$$j_n^{(2)} = 0 \quad (5)$$

$$j_p^{(2)} = \sigma E_2 = j_p^{(1)} \frac{2 \pi r^2}{F}. \quad (6)$$

Aus (6) und (4a)

$$j_p^{(2)} \cdot \frac{F}{2 \pi r^2} = \sigma E(r) + \frac{\mu_p}{\mu_n} \frac{\gamma I_e}{2 \pi r^2}$$

$$j_p^{(2)} = \sigma E_2,$$

sowie durch Integration über beide Stromgebiete und Addition

$$j_p^{(2)} \left[ \int_{r_0}^{r_1} \frac{F}{2 \pi r^2} dr + \int_0^l dl \right] = \sigma \left[ \int_{r_0}^{r_1} E(r) dr + E_2 \int_0^l dl \right] + \frac{\mu_p}{\mu_n} \int_{r_0}^{r_1} \frac{\gamma I_e}{2 \pi r^2} dr \quad (7)$$

erhält man das gesamte Feldstärkeintegral zwischen  $B$  und  $C^*$ :

$$E_2 \cdot l + \int_{r_0}^{r_1} E(r) dr = -U_{C*}, \quad (8)$$

wobei  $r_0$  und  $r_1$  die Radien des kugelsymmetrischen Ausbreitungsgebietes sind. Andererseits ist die Basisstromdichte mit der Steuerspannung  $U_{12}$  durch

$$j_p^{(2)} = -\frac{\sigma U_{12}}{l} \quad (9)$$

verknüpft, so daß man aus (7), (8), (9) für  $U_{12}$  eine Beziehung folgender Gestalt erhält:

$$U_{12} = \frac{1}{G} U_{C*} - \frac{1}{\sigma} \frac{H}{G} I_e \quad (10)$$

mit den Geometriefaktoren

$$G = 1 + \frac{1}{l} \frac{F}{2 \pi} \left[ \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} \right] \approx 1 + \frac{F}{2 \pi l r_0}$$

$$H = \frac{\mu_p}{\mu_n} \frac{\gamma}{2 \pi} \left[ \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} \right] \approx \frac{\mu_p}{\mu_n} \frac{\gamma}{2 \pi r_0}.$$

Setzt man noch für den Emittersstrom die Stromspannungsgleichung eines gewöhnlichen  $pn$ -Überganges an:

$$I_e = I_s \left( e^{-\frac{e}{kT} (U_E - U_{12})} - 1 \right),$$

so erhält man eine Charakteristik nach Abb. 8. Der Faktor  $G$  gibt den Bruchteil der Spannung  $U_{C*}$  an, der ohne Injektion am Emittor auftritt, während  $\frac{1}{\sigma} \frac{H}{G}$

die Steilheit des negativen Teils der Kennlinie ist, die insbesondere von  $\gamma$  abhängig ist. Der Anstieg der Steuerspannung  $U_{12}$  und damit von  $U_E$  sollte solange anhalten, bis praktisch die gesamte Spannungsdifferenz zwischen  $U_E$  und  $U_{C*}$  abgebaut ist. Anschließend sollte ein Gebiet mit sehr geringem differentiellen Widerstand folgen (reiner Bahnwiderstand in Kristall). Experimentell zeigt sich jedoch, daß sich  $R_1$  durch Injektion nicht beliebig verkleinern läßt. Dies hat insbesondere folgende Ursachen: 1. wird bei hohen Strömen das Feld um  $C^*$  abgebaut und der Ansatz nach (1) und (2) ungültig, da dort ein reiner Feldstrom angenommen wurde, und 2. muß



man im Gebiet hoher Stromdichte damit rechnen, daß ein großer Anteil der injizierten Ladungsträger durch Rekombination verloren geht. Bereits bei einigen mA Emittierstrom nimmt daher die Steilheit des negativen Teils der Kennlinie ab, und es kommt zu einer Abrundung des Knickpunktes im Flußbereich der Kennlinie.

### Zusammenfassung

Es wird ein instabiles Halbleiterbauelement beschrieben, das entsteht, wenn man in einer transistorähnlichen Anordnung eine zusätzliche Hilfselektrode in Kollektornähe anbringt. Bei einer Basisdicke von  $0,001\text{ cm}$  erfährt der Schalttransistor innerhalb von  $2 \times$

$10^{-7}$  sec eine Widerstandsänderung von  $1\text{ M}\Omega$  auf  $20\text{ }\Omega$ . Es wird ein Vergleich mit den bisher bekannten instabilen Halbleiterelementen durchgeführt und eine theoretische Abschätzung für die Kennlinienform angegeben.

**Literatur.** [1] LO, A. W.: Proc. IRE 40, 1531 (1952). — [2] ANDERSON, A. E.: Proc. IRE 40, 1541 (1952). — [3] SURAN, J. J.: Electronics 28, 198 (1955). — [4] EBERS, J. J.: Proc. IRE 40, 1361 (1952). — [5] KIDD, M. C., W. HASENBERG and W. M. WEBSTER: RCA Review 16, 16 (1955). — [6] Z. B. SPENKE, E.: Elektronische Halbleiter. — [7] MILLER, S. L. and J. T. EBERS: Bell. Syst. techn. J. 34, 883 (1955).

Dr. HELMUT SALOW,  
Dipl.-Phys. WALDEMAR V. MÜNCH,  
Fernmeldetechnisches Zentralamt, Darmstadt.

## Untersuchungen an speziellen Frequenzteilern mit großem Teilverhältnis\*

VON ERNST OTTO PHILIPP

Mit 11 Textabbildungen

(Eingegangen am 4. September 1955)

Frequenzteiler werden in weitem Umfange in der Technik und Forschung zur Anwendung gebracht. Die Anforderungen, die an sie gestellt werden, sind sehr unterschiedlich. Es sind daher mannigfaltige Schaltungen für Frequenzteiler entwickelt worden. Sie lassen sich nach der Art der zu teilenden Wechselspannung in drei Gruppen einteilen. Die *erste Gruppe* umfaßt diejenigen, die für die zu teilende Spannung eine Frequenzkonstanz verlangen. Zur *zweiten Gruppe* gehören dann solche, bei denen die in der Frequenz zu unterteilende Wechselspannung hinsichtlich ihrer eigenen Frequenz in einem bestimmten Bereich schwanken kann. Die *dritte Gruppe* schließlich ist dadurch charakterisiert, daß die zu teilende Wechselspannung nicht periodisch zu sein braucht. Die zur letzten Gruppe gehörenden Teiler werden daher häufig auch als Zählwerke bezeichnet.

Die Eigenschaften der verschiedenen Frequenzteilerschaltungen sind hinsichtlich der erreichbaren Teilverhältnisse, der erreichbaren Phasenstarre bzw. zeitlichen Einsatzgenauigkeit zwischen frequenzgeteilter und nichtgeteilter Wechselspannung und der höchstmöglichen Frequenz der zu teilenden Wechselspannung sehr unterschiedlich. Trotz der großen Bedeutung, die ihnen für die Anwendung zukommt, ist über diese Eigenschaft der einzelnen Schaltungen nur wenig bekannt. Aufgabe der vorliegenden Arbeit sollte es daher zunächst sein, eine von KROEBEL [2] angegebene spezielle Frequenzteilerschaltung mit hohem Teilverhältnis — die je nach Ausführung zur Gruppe zwei oder drei zu rechnen ist — auf die angegebenen Eigenschaften zu untersuchen und die für sie geltenden funktionalen Zusammenhänge aufzuklären.

Das Prinzip der Schaltung sei an Abb. 1a erläutert. In ihr ist die Pentode  $V_1$  im Ruhezustand durch eine negative Vorspannung  $u_{G_0}$  gesperrt. Über den Kondensator  $C_1$  wird eine zu unterteilende Impulsfolge auf das Gitter gekoppelt, durch die die Röhre

im Augenblick des Impulses kurzzeitig geöffnet wird. Dabei fließt eine bestimmte Ladungsmenge  $Q$  in den Kondensator  $C_2$ . Während dieser Zeit sinkt die Spannung  $U_A$  um den Betrag

$$u = \frac{Q}{C_2} = \frac{i_A \cdot T_I}{C_2} \quad (1)$$

$i_A$  = Anodenstrom von  $V_1$   
 $T_I$  = Impulsdauer

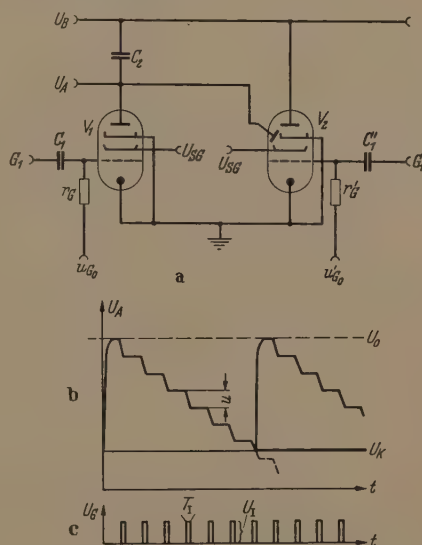


Abb. 1. a) Zur Wirkungsweise des neuen Teilers; b) Linear abfallender Treppensprung an der Anode von Röhre  $V_1$ ; c) Die zu teilende Impulsfolge.

ab, um dann während der nachfolgenden Impulslücke konstant zu bleiben. Der Anodenstrom  $i_A$  der Pentode ist im Bereich  $U_A > U_{SG}$  von der Anodenspannung  $U_A$  nahezu unabhängig, d. h. alle Spannungssprünge  $u$  haben dieselbe Höhe und an der Anode entsteht ein Spannungs-Zeit-Verlauf, der sich am treffendsten als eine linear abfallende Treppe beschreiben läßt (s. Abb. 1b).

\* Gekürzte Dissertation aus dem Institut für angewandte Physik der Universität Kiel.



Der Ausgangszustand der Kondensatorspannung von  $C_2$  wird jeweils wiederhergestellt, wenn nach einer gewissen Anzahl von Treppenschritten  $n$  die Anodenspannung der Röhre  $V_1$  einen kritischen Wert  $U_K$  unterschreitet, indem über eine später zu beschreibende Anordnung die durch ausreichende Gittervorspannung  $u_{G0}$  im Ruhezustand gesperrte Röhre  $V_2$  geöffnet und damit ein sekundärer Elektronenstrom von der Parallelektrode der Röhre  $V_2$  zur Batteriespannung ausgelöst wird. Die Konstanz des Teilverhältnisses  $n$  verlangt, daß evtl. Störspannungseinflüsse keine größere relative Verschiebung zwischen  $U_K$  und dem letzten Spannungssprung der Treppe bewirken als  $\pm \frac{u}{2}$ , d. h.

$$\left| \Delta U_K \right|_{\max} = \frac{u}{2} \quad (2)$$

(s. Abb. 2a). Bei gegebener Spannungsdifferenz  $U_0 - U_K$  wächst mithin die Störspannungsempfindlichkeit bei diesem Teiler mit zunehmendem  $n$  linear an.

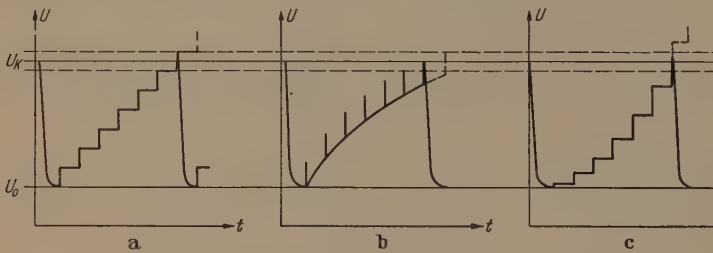


Abb. 2 a, b, c. Spannungszeitverläufe in verschiedenen Frequenzteilerschaltungen.

Für Frequenzteiler, bei denen die Teilung durch Synchronisation im Verhältnis  $n:1$  bewirkt wird (z. B. die nach dem Multivibratorprinzip arbeitenden Schaltungen), besteht bei größeren Teilverhältnissen eine wesentlich höhere Störspannungsempfindlichkeit als im eben genannten Fall. Sie ergibt sich daraus, daß bei solchen Teilern der das Teilverhältnis bestimmende, von den Synchronisierungsimpulsen überlagerte Spannungszeitverlauf bei den zumeist verwendeten Schaltungen eine exponentielle Krümmung aufweist (s. Abb. 2b). Offensichtlich steigt die Störspannungsempfindlichkeit in Abhängigkeit von  $n$  wesentlich rascher als linear an, so daß die mit solchen Teilern erzielbaren Teilverhältnisse bereits dadurch erheblich niedriger liegen. Hinzu kommt, daß der stabile Zustand eine bestimmte Zeitdauer nicht unterschreiten kann.

Andererseits läßt eine Kurve nach Abb. 2c eine noch höhere Konstanz von  $n$  als im linearen Fall erhoffen bzw. ein noch höheres  $n$ , wenn man sich mit derselben Konstanz zufrieden gibt. Zur Erzeugung eines Spannungsverlaufes nach Abb. 2c eignet sich ebenfalls die in Abb. 1a dargestellte Schaltung. Man braucht nur die Röhren  $V_1$  und  $V_2$  mit vertauschten Rollen arbeiten zu lassen, d. h. die zu unterteilende Impulsfolge an das Gitter  $G'_1$  zu legen und die Röhre  $V_1$  zur Rückführung des Integrationskondensators  $C_2$  in den Ausgangszustand zu benutzen. Auf Grund des Kennlinienverlaufes der Sekundäremissionsröhre entsteht dann an der Parallelektrode eine exponentiell anwachsende Treppenspannung. Leider jedoch kann mit ihrer Hilfe kein größeres Teilverhältnis

erhalten werden wegen der bislang nicht ausreichenden zeitlichen Konstanz des Parallelektrodenstromes. Die zuletzt genannte Schaltungsanordnung wurde daher nicht näher untersucht.

Die Konstanz des Teilverhältnisses hat in der Regel eine überragende Bedeutung. Es seien daher einige *theoretische Überlegungen* vorausgeschickt. Die angestellten Betrachtungen verfolgen indessen nicht die möglichst genaue Berechnung der Wirkungsweise der Teilerschaltung, sondern sollen lediglich einen Anhalt dafür liefern, von welchen Größen die Konstanz des Teilverhältnisses überwiegend abhängt und auf welche Weise Schwankungen dieser Größen in ihren Auswirkungen klein gehalten oder auch gegeneinander kompensiert werden können.

Das Teilverhältnis  $n$  bestimmt sich als Quotient aus der insgesamt in einem Arbeitszyklus durchlaufenen Spannungsdifferenz  $U_0 - U_K$  und dem zu einer Stufe gehörenden Spannungssprung  $u = Q/C$  (1) (vgl. auch Abb. 1b):

$$n = C \frac{(U_0 - U_K)}{Q} \quad (3)$$

Logarithmisches Differenzieren und Übergang zu Absolutbeträgen liefern für das maximal zu erzielende stabile Teilverhältnis

$$n_{\max} = \frac{|\Delta n|}{\left| \frac{\Delta(U_0 - U_K)}{U_0 - U_K} - \frac{\Delta Q}{Q} \right|} \quad (4)$$

bzw. wenn  $(U_0 - U_K)$  und  $Q$  unabhängig voneinander schwanken, was wir zunächst annehmen müssen:

$$n_{\max} = \frac{|\Delta n|}{\left| \frac{\Delta(U_0 - U_K)}{U_0 - U_K} \right| + \left| \frac{\Delta Q}{Q} \right|} \quad (5)$$

Im günstigsten Falle wird das kritische Potential  $U_K$  gerade von der Mitte einer Stufenflanke durchstoßen (s. Abb. 1b). Dann darf sich die Zahl der zwischen  $U_0$  und  $U_K$  liegenden Stufen um  $\pm 1/2$  ändern, ohne eine Inkonzanz des Teilverhältnisses zu bewirken. Wir setzen daher

$$|\Delta n| = 0,5 \quad (6)$$

$U_0$  und  $U_K$  werden durch Spannungsteilung aus der Batteriespannung gewonnen, d. h.

$$U_0 = p \cdot U_B \quad (7)$$

$$U_K = q \cdot U_B \quad (8)$$

$q < p < 1$ ; ( $q, p$  dimensionslose Proportionalitätsfaktoren). Schwankungen von  $U_K$  entstehen nicht nur durch Änderungen von  $U_B$ , sondern auch noch durch von  $U_B$  unabhängige Änderungen  $\delta U_K$  in der zur Auslösung der elektronischen Schalteranordnung (ein Multivibrator, der den zur Öffnung der Röhre  $V_2$  in Abb. 1a erforderlichen Impuls liefert) erforderlichen Schwellenspannung, so daß zu setzen ist:

$$\Delta U_K = q \cdot \delta U_B + \delta U_K \quad (9)$$

Mit (7), (8) und (9) ergibt sich

$$\left| \frac{\Delta(U_0 - U_K)}{U_0 - U_K} \right| = \left| \frac{\Delta U_B}{U_B} \right| + \left| \frac{\delta U_K}{U_B(p - q)} \right| \quad (10)$$

Man wird danach streben,  $U_B$  möglichst groß zu machen, damit der zweite Summand gegenüber dem



ersten vernachlässigt werden kann. Anschaulich gesprochen heißt das: Die Erhöhung von  $U_B$  läßt den mit einer einzigen Stufe verknüpften Spannungssprung  $u$  groß werden gegenüber  $\delta U_K$ . Trotz der Änderung von  $U_K$  um  $\pm \delta U_K$  wird das kritische Potential stets von derselben Flanke durchstoßen.

Es bleibt nun noch die Größe  $\left| \frac{\Delta Q}{Q} \right|$  zu untersuchen.

Abb. 3a zeigt die  $i_A U_G$ -Kennlinie der Pentode  $V_1$  aus Abb. 1a. Sie möge approximiert werden durch eine Gerade mit der Gleichung

$$i_A = S (U_{GK} - U_{Sp}) \quad (11)$$

$S$  = Röhrensteilheit

$U_{GK}$  = Spannung zwischen Gitter und Kathode.

Die Abhängigkeit von  $i_A$  von der Schirmgitterspannung  $U_{SG}$  ist in der Sperrspannung  $U_{Sp}$  enthalten. Wir setzen  $U_{SG}$  als gut stabilisiert voraus und betrachten  $U_{Sp}$  konstant. Aus Abb. 3b ist ersichtlich, wie sich die über  $C_1$  eingekoppelte Impulsspannung der Sperrspannung  $u_{g0}$  überlagert. Unter der erfüllbaren Bedingung, daß kein Gitterstrom fließt, sind die schraffierten Flächen gleich, und es gilt

$$\begin{aligned} x(T - T_I) &= (U_I - x) T_I \\ x &= \frac{T_I}{T} U_I = \tau U_I \end{aligned} \quad (12)$$

$\tau = \frac{T_I}{T}$  ist das Tastverhältnis.

Damit wird im Augenblick des Impulses (angedeutet durch  $\wedge$ )

$$\hat{U}_{GK} = u_{g0} + (1 - \tau) U_I \quad (13)$$

und durch Einsetzen von (13) in (11)

$$Q = T_I \hat{i}_A = T_I S \{u_{g0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}\}. \quad (14)$$

Durch logarithmisches Differenzieren und Übergang zu Absolutbeträgen folgt

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \left| \frac{\Delta S}{S} + \left( 1 - \frac{U_I \cdot \tau}{u_{g0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}} \right) \frac{\Delta T_I}{T_I} + \frac{\Delta u_{g0} + (1 - \tau) \Delta U_I + U_I \tau \frac{\Delta T}{T}}{u_{g0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}} \right|. \quad (15)$$

Die Abhängigkeit von der Impulsdauer verschwindet, wenn

$$\tau, U_I = u_{g0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}, \quad (16)$$

d. h. wenn

$$u_{g0} = (2\tau - 1) U_I + U_{Sp} \quad (17)$$

st.

$u_{g0}$ ,  $U_I$  und  $U_{Sp}$  unterliegen ferner der Nebenbedingung

$$U_I \tau < -U_{Sp}, \quad (18)$$

Wenn sonst fließt Gitterstrom. Durch geeignete Wahl von  $U_I$  und  $u_{g0}$  lassen sich sowohl (16) als auch (18) erfüllen. Einsetzen von (16) in (15) ergibt

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \left| \frac{\Delta S}{S} + \frac{u_{g0}}{\tau U_I} \frac{\Delta u_{g0}}{u_{g0}} + \frac{(1 - \tau) \Delta U_I}{\tau U_I} + \frac{\Delta T}{T} \right|. \quad (19)$$

Am unangenehmsten wirkt sich die Abhängigkeit von  $\frac{\Delta U_I}{U_I}$  aus. Für  $\tau = 0,2$  beispielsweise ist  $\frac{1 - \tau}{\tau} = 4$ .

Eine Änderung von  $U_I$  um 1% läßt  $\frac{\Delta Q}{Q}$  um 4% variieren. Noch stärker ist zwar die Abhängigkeit von

$\frac{\Delta u_{g0}}{u_{g0}}$ , sie stört indessen weniger, weil  $u_{g0}$  eine bequeme zu stabilisierende Gleichspannung ist.

Eine Schaltung, die gleichzeitig die Abhängigkeit der Ladungsmenge  $Q$  von der Impulsdauer und der Impulsamplitude weitgehend vermeidet, zeigt Abb. 4. Das Gitter der Pentode  $V$  liegt diesmal nicht an einer negativen, sondern an einer positiven Spannung  $U_{g0}$ . Der Kathodenwiderstand  $R_K$  sorgt einmal für die Einstellung eines vernünftigen Arbeitspunktes, liefert aber zusätzlich eine für die Wirkungsweise der Schaltung sehr wichtige Gleichstromgegenkopplung. Wechselstrommäßig dagegen ist  $R_K$  durch den Kondensator  $C_K$  kurzgeschlossen. Die an  $C_K$  liegende Spannung  $U_{RK}$  kann daher zumindest für die Dauer  $T$  als konstant angesehen werden, d. h.

$$\begin{aligned} U_{RK} &= \hat{I}_K \cdot \tau \cdot R_K \\ &= (\hat{I}_A + \hat{I}_{SG}) \tau_{RK}. \end{aligned} \quad (20)$$

Das Verhältnis von Schirmgitterstrom zu Anodenstrom ist mit guter Näherung konstant.

$$\alpha = \frac{I_{SG}}{I_A} = \text{Konst.}, \quad (21)$$

also

$$\begin{aligned} U_{RK} &= \hat{I}_A (1 + \alpha) \\ &\times R_K \cdot \tau. \end{aligned} \quad (22)$$

Mit der in Abb. 4 angegebenen Richtung der Spannungen gilt im Augenblick des Impulses

$$\begin{aligned} U_{G0} + (1 - \tau) U_I \\ = U_{RK} + \hat{U}_{GK} \end{aligned} \quad (23)$$

und nach (11)

$$\hat{U}_{GK} = \frac{\hat{I}_A}{S} + U_{Sp}. \quad (24)$$

Einsetzen von (22) und (24) in (23) und Auflösung nach  $I_A$  ergibt

$$\hat{I}_A = \frac{U_{G0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}}{\frac{1}{S} + \tau (1 + \alpha) R_K}. \quad (25)$$

In den praktisch vorkommenden Bemessungen ist  $\frac{1}{S} \approx 100 \Omega$ ,  $\tau \approx 0,2$ ,  $\alpha \approx 0,2$  und  $R_K > 10 k \Omega$ , d. h.  $\frac{1}{S}$  ist gegen  $\tau (1 + \alpha) R_K \geq 2500 \Omega$  zu vernachlässigen. Mit dieser Näherung folgt aus (25)

$$\begin{aligned} Q &= T_I \hat{I}_A \\ &= \frac{1}{(1 + \alpha) R_K} T (U_{G0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}) \end{aligned} \quad (26)$$

und

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \left| \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta (U_{G0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp})}{U_{G0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}} \right|. \quad (27)$$

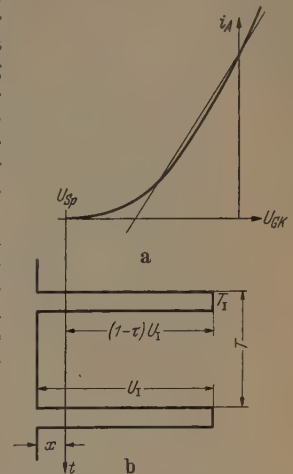


Abb. 3 a, b. Kennlinienapproximation und Gitterspannungsverlauf an der Röhre  $V_1$  in einer Schaltung nach Abb. 1.

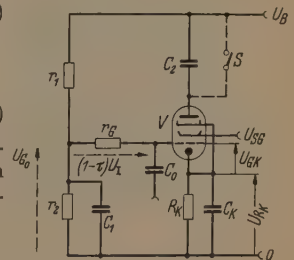


Abb. 4. Verbesserte Eingangsschaltung.

Die im Gliede  $(1 - \tau) = \left(1 - \frac{T_I}{T}\right)$  noch enthaltene schwache Abhängigkeit von  $T_I$  und  $T$  braucht ebenfalls nicht berücksichtigt zu werden. Im Rahmen der getroffenen Vernachlässigungen verschwindet also der Einfluß der Steilheit  $S$  und der Impulsdauer  $T_I$ .

Der von der Schwankung der Impulsamplitude herrührende Anteil von  $\frac{\Delta Q}{Q}$  beträgt in (19)

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} (U_I) \right| = \frac{(1 - \tau) \Delta U_I}{u_{g0} + (1 + \tau) U_I - U_{Sp}} \quad (28)$$

und in (27)

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} (U_I) \right| = \frac{(1 - \tau) \Delta U_I}{U_{G0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}}. \quad (29)$$

Für einen sinnvollen Vergleich muß man davon ausgehen, daß die beiden Schaltungen bei gleichem Eingangssignal die gleiche Ladungsmenge pro Impuls liefern, d. h.

$$T_I \hat{I}_A = T_I \hat{I}_A = Q.$$

Mit (14) und (26) erhält man daraus:

$$U_{G0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp} = \frac{\tau (1 + \alpha) R_K}{1/S} \{u_{g0} + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}\}. \quad (30)$$

Das bedeutet: Die gleiche Schwankung  $\Delta U_I$  wirkt sich in einer Schaltung nach Abb. 4 um den Faktor

$$A = \frac{1/S}{\tau (1 + \alpha) R_K} \quad (31)$$

schwächer aus als in einer Schaltung nach Abb. 1. (Zum Beispiel ist für  $\tau = 0,2$ ,  $S = 10 \text{ mA/V}$ ,  $\alpha = 0,2$  und  $R_K = 100 \text{ k}\Omega$ ,  $A = \frac{1}{240}$ !).

$U_{G0}$  kann durch Spannungsteilung aus der Batteriespannung  $U_B$  gewonnen werden.

$$U_{G0} = r \cdot U_B \quad (32)$$

( $r \dots$  Proportionalitätsfaktor).

Durch Zusammenfassung der Gleichungen (5), (6), (10), (27) und (32) folgt dann:

$$N_{max} = \frac{0,5}{\left| \frac{\Delta U_B}{U_B} \right| + \left| \frac{\delta U_K}{(p - q) U_B} \right| + \frac{0,5}{\left| \frac{r \Delta U_B}{r U_B + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}} + \frac{(1 - \tau) \Delta U_I}{r U_B + (1 - 2) U_I - U_{Sp}} \right|}}. \quad (33)$$

Wenn die Batteriespannung  $U_B$  einen positiven Zuwachs erfährt, wird auch die insgesamt durchlaufene Spannungsdifferenz  $U_0 - U_K = U_B (p - q)$  größer. Gleichzeitig wächst aber  $U_{G0} = r U_B$ , d. h. gemäß (26) nimmt die Ladungsmenge pro Impuls und damit die Stufenhöhe zu. Deswegen hat die Gesamtstufenzahl bzw. das Teilerverhältnis die Tendenz, konstant zu bleiben. Mit anderen Worten: Die beiden Glieder mit  $\Delta U_B$  im Nenner von (33) schwanken kohärent gegenphasig. Sie müssen also nicht addiert, sondern subtrahiert werden. Die übrigen Schwankungen dagegen sind als voneinander unabhängig

anzusehen. Dieses berücksichtigt, liefert statt (33)

$$N_{max} = \frac{0,5}{\left| \frac{(1 - \tau) U_I - U_{Sp}}{r U_B + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}} \right| \left| \frac{\Delta U_B}{U_B} \right| + \frac{0,5}{\left| \frac{(1 - \tau) U_I}{r U_B + (1 - \tau) U_I - U_{Sp}} \right| \left| \frac{\Delta U_I}{U_I} \right| + \left| \frac{\delta U_K}{(p - q) U_B} \right| + \left| \frac{\Delta T}{T} \right|}}. \quad (34)$$

Aus (34) ergibt sich die wichtige Folgerung:

Das maximal zu erzielende Teilerverhältnis wird um so größer, je höher die Batteriespannung  $U_B$  ist. Man wird also mit  $U_B$  bis an die durch die Spannungsfestigkeit der Röhren und sonstigen Schaltelemente gegebene Grenze gehen.

Nachdem wir eine Schaltung mit positiver und mit negativer Gittervorspannung ausführlich besprochen haben, bleibt schließlich noch darauf hinzuweisen, daß es auch möglich ist, ohne jegliche Grundvorspannung des Gitters auszukommen. In Abb. 1a denke man sich das untere Ende von  $R_G$  direkt mit Masse verbunden, d. h.  $u_{g0} = 0$ . Die zwischen den Eingangsimpulsen erforderliche Sperrung der Röhre erfolgt durch den bekannten Audioneffekt. Aus diesem Grunde muß die Impulsamplitude  $U_I$  natürlich eine gewisse Mindestgröße haben. Ferner wird die Impulsfolgefrequenz nach unten hin durch die Forderung

$$T \ll R_G C_1 \quad (35)$$

begrenzt. Sind diese Bedingungen erfüllt, so ist die pro Eingangsimpuls durch die Röhre fließende Ladungsmenge gegeben zu

$$Q = -S U_{Sp} T_I. \quad (36)$$

Die Rechnung wurde unter Zugrundelegung einer linearen  $I_G U_G$ -Kennlinie und ideal rechteckförmiger Eingangsimpulse durchgeführt. Daß  $Q$  von  $U_I$  praktisch nicht abhängig ist, läßt sich auch anschaulich einsehen. Die  $I_A U_G$ -Kennlinie wird, gleichgültig wie groß  $U_I$  ist, immer bis zum Gitterstromereinsatzpunkt durchgesteuert.

Tabelle I zeigt noch einmal in übersichtlicher Form, wie stark sich die einzelnen Schwankungserscheinungen bei den verschiedenen Eingangsschaltungen auswirken. Je nachdem, mit was für einem Faktor  $F$  die über der jeweiligen Spalte stehend relative Änderung  $\left| \frac{\Delta Y}{Y} \right|$  in dem Ausdruck für  $n_{max}$  auftritt, gilt eines der folgenden Zeichen:

$$\begin{array}{ll} F < 0,2; & 0 \\ 0,2 \leq F \leq 2,0; & X \\ F > 2,0; & XX. \end{array}$$

Die für die Schaltung nach Abb. 1a und die Audionschaltung gültigen Beziehungen für  $n_{max}$  sind nicht explizit hingeschrieben. Man erhält sie ohne weiteres durch Kombination der Gleichungen (5), (6), (10) und (19) bzw. (5), (6), (10) und (36).

Für die Unterteilung einer kontinuierlichen Impulsfolge ist die Schaltung nach Abb. 1a am wenigsten geeignet. Bei der Entscheidung zwischen einer Schaltung nach Abb. 4 und der Audionschaltung wird man nur dann der letzteren den Vorzug geben, wenn das Eingangssignal eine schlechte Frequenzkonstanz aufweist.



Tabelle 1.

	$\frac{\Delta U_I}{U_I}$	$\frac{\Delta T_I}{T_I}$	$\frac{\Delta T}{T}$	$\frac{\Delta U_B}{U_B}$	$\frac{\Delta S}{S}$
Schaltg. mit negat. Vorspannung n. Abb. 1a	XX	0	X	X	X
Schaltg. mit posit. Vorspannung n. Abb. 5	0	0	X	0	0
Audionschaltung	0	X	0	X	X

Im Gegensatz zur Integrationsstufe, die rechnerisch verhältnismäßig leicht zu übersehen ist, bildete der elektronische Schalter den Gegenstand ausgelehnter *experimenteller Untersuchungen*. Auf sie in aller Ausführlichkeit einzugehen ist aus räumlichen

Illustration der Wirkungsweise der Schaltung ist in Abb. 6 der Spannungsverlauf, wie er an verschiedenen Punkten des Frequenzteilers erhalten wird, wiedergegeben. Bei einer Benutzung der Sekundäremissionsröhre  $V_4$  nach dem Schaltbild der Abb. 5 hat ein zeitlich inkonstanter Sekundäremissionsfaktor keinen merklichen Einfluß auf die Funktionsweise des beschriebenen Frequenzteilers.

Bezüglich Einzelheiten der Röhrenwahl und Bemessung einzelner Schaltelemente sei auf die ungekürzte Dissertation verwiesen.

Für die Sekundäremissionsröhre  $V_4$  stand nur die Type Philips EFP 60 zur Verfügung. Vom Her-

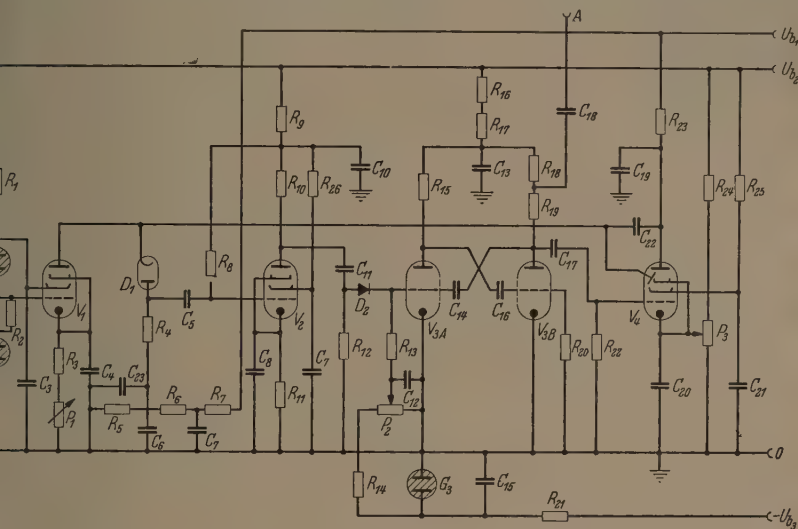


Abb. 5. Schaltbild des Frequenzteilers I.

Gründen nicht möglich. Die wichtigsten Gesichtspunkte sollen im Zusammenhang mit 2 Teilanordnungen besprochen werden, deren Schaltung in Abb. 5 und Abb. 9 wiedergegeben ist und die als charakteristisch für die Gesamtzahl der untersuchten Schaltungen gelten können. In beiden Schaltungen ist gemäß Abb. 1a von dem Sekundärelektronenmechanismus einer Sekundäremissionspentode Gebrauch gemacht, um den Ladekondensator  $C_2$  gemäß Abb. 1a bzw.  $C_{22}$  gemäß Abb. 5 zu entladen. Die Entladung wird eingeleitet, wenn die durch den Spannungsteiler mit den Widerständen  $R_7$ ,  $R_8$  und  $R_5$  eingestellte positive Vorspannung der Anode der Diode  $D_1$  kathodenseitig unterschritten wird. In diesem Falle entsteht über dem Arbeitswiderstand  $R_4$  ein Spannungstoß, der von dem letzten Spannungsteiler der Treppenspannung herrührt und über eine Verstärkerröhre  $V_2$  sowie eine Diode  $D_2$  einen aus den Röhren  $V_{3A}$  und  $V_{3B}$  gebildeten monostabilen Multivibrator zündet, so daß über den Kondensator  $C_{17}$  eine positive Impulsspannung an das Gitter der Sekundärelektronenröhre  $V_4$  gelangt. Mit diesem Spannungsimpuls wird die durch das Potentiometer  $P_3$  im Ruhezustand gesperrte Röhre  $V_4$  geöffnet und damit der Sekundärelektronenmechanismus zur Entladung des Kondensators  $C_{22}$  bewerkstelligt. Zur

steller werden für sie folgende Grenzwerte angegeben:

$$\begin{aligned} U_{A \max} &= 300 \text{ V} \\ N_{A \max} &= 2 \text{ W} \\ U_{K3 \max} &= 150 \text{ V} \\ N_{K3 \max} &= 1 \text{ W} \end{aligned}$$

Die maximalen Spannungswerte kann man erheblich überschreiten. Eine Voruntersuchung zeigte, daß Überschläge in der Röhre erst bei Elektrodenspannungen größer als 700 V auftreten. Nachdem diese Einschränkung hinsichtlich  $U_{b1}$  festlag, wurden für die Batteriespannungen folgende Werte benutzt:

$$\begin{aligned} U_{b1} &= 600,0 \text{ V} \pm 1,2 \text{ V} \\ U_{b2} &= 300,0 \text{ V} \pm 0,5 \text{ V} \\ -U_{b3} &= -280 \text{ V (aus STV 280/80)}. \end{aligned}$$

Mit ihnen ließ sich ein stabiles Teilverhältnis  $n = 100$  erzielen, wobei die Eingangsimpulsfolgefrequenz  $f$  bis zu 4 MHz betragen darf. Trotz der sehr hohen Frequenz ist der Aufwand im Vergleich zu anderen Teilern gering und der Aufbau verhältnismäßig un-

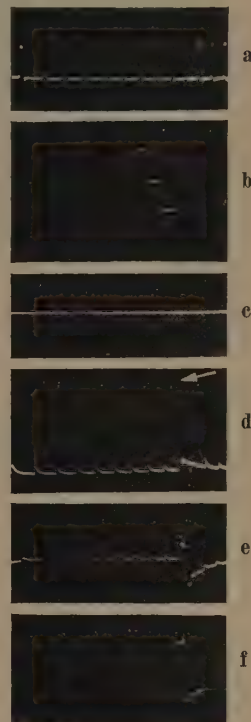


Abb. 6. Spannungsverlauf an verschiedenen Punkten des Teilers nach Abb. 5. (Um die Schaltung möglichst unempfindlich zu machen, gegen die Ankopplung des Oszillographen auch an kritischen Meßpunkten, wurde ein sehr kleines Teilverhältnis eingestellt.)

a) Eingangssignal; b) Spannung an der Anode von  $V_1$ ; c) die untersten drei Treppenstufen; d) Spannung am Gitter von  $V_2$ ; e) Spannung an der Anode von  $V_4$  (der weiße Pfeil bezeichnet die Impulsspitze); f) Ausgangssignal.

kritisch, weil die Entladeschaltung nur mit einer Frequenz von  $\frac{f}{n} = 40 \text{ kHz}$  arbeitet. Beide Vorteile ergeben sich also aus dem ungewöhnlich großen Teilverhältnis. Abb. 7 zeigt den für  $f = 4 \text{ MHz}$  an der Anode von  $V_1$  auftretenden Spannungsverlauf.



Abb. 7. Spannungstreppe an der Anode von  $V_1$  bei  $f = 4 \text{ MHz}$ .

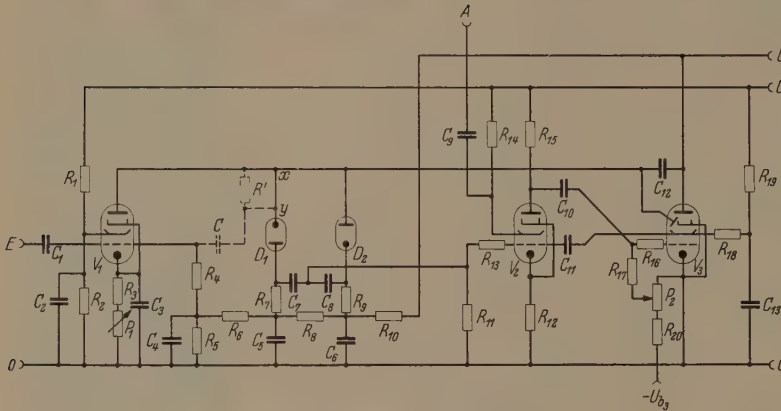


Abb. 8. Schaltbild des Frequenzteilers II.



Abb. 9. Mit differenzierten Eingangsimpulsen überlagerte Spannungstreppe.

Während das maximale Teilverhältnis in erster Linie durch die Spannungsfestigkeit der EFP 60 beschränkt wird, vgl. (34), ist die obere Frequenzgrenze bedingt durch die Belastbarkeit der Pallelektrode und die Größe der schädlichen Kapazitäten. Für den mittleren Pallelektrodenstrom  $\bar{I}_{K3}$  gilt die unmittelbar einzusehende Beziehung

$$\bar{I}_{K3} = \frac{f}{n} C (U_0 - U_K). \quad (37)$$

Bei  $f = 4 \text{ MHz}$  fehlte der Kondensator  $C_{23}$  völlig. Als Integrationskondensator  $C$  wirkten nur die Röhren-

und Schaltkapazitäten sowie die Eingangskapazität des zur Bestimmung von  $n$  angeschlossenen Oszillographen mit einem Gesamtbetrag von  $C = 70 \text{ pF}$ . Die durchlaufene Spannungsdifferenz ( $U_0 - U_K$ ) wurde oszillographisch zu  $350 \text{ V}$  ermittelt. Diese Werte in (37) eingesetzt, liefern  $\bar{I}_{K3} \approx 1 \text{ mA}$ . Jede weitere Erhöhung der Eingangsfrequenz macht die gleichzeitige Vergrößerung von  $\bar{I}_{K3}$  nötig. Obwohl die Belastung der Pallelektrode bei den angegebenen Werten überslagsmäßig höchstens  $0,5 \text{ W}$  beträgt, also um einen Faktor 2 geringer ist als die maximal zulässige Belastung, führen größere Werte von  $\bar{I}_{K3}$  zu Instabilitäten. Wahrscheinlich ist die verminderte Belastbarkeit eine Folge des Impulsbetriebes.

Der in Abb. 5 wiedergegebene Teiler läßt sich gemäß Abb. 8 vereinfachen. Die Vereinfachung ergibt sich dadurch, daß das Kathoden-Gitterschirmgittersystem der Sekundäremissionsröhre  $V_1$  in Abb. 5 mit der Röhre  $V_2$  als Multivibrator zusammengeschaltet wird, wodurch die Röhren  $V_{3A}$  und  $V_{3B}$  entfallen. In dem aus den Widerständen  $R_5, R_6, R_8, R_{10}$  gebildeten Spannungsteilerzweig wird an  $R_5$  die Spannung  $U_{G0}$  abgegriffen, während über  $R_8$  die Spannungsdifferenz  $U_0 - U_K$  abfällt. Schwankungen von  $U_{G1}$  beeinflussen beide Spannungen im gleichen Sinne. Es tritt der schon besprochene Kompensationseffekt auf. Mit der Schaltung nach Abb. 8 konnte bei der Eingangsfrequenz  $f = 31,25 \text{ kHz}$  ein Teilverhältnis  $n = 200$  erreicht werden. Nähere Angaben über die Dimensionierung und über die angewandte Meßmethoden zur Bestimmung von  $n$  enthält die Dissertation.

Für manche Anwendungen wird nicht nur ein stabiles Teilverhältnis, sondern auch eine möglichst konstante Phasenlage zwischen Eingangs- und Ausgangssignal gefordert. Wie aus Abb. 1b und 1c ersichtlich, fällt die Vorderflanke des Ausgangsimpulses mit der Vorderflanke, der Mitte oder der Rückflanke des Eingangsimpulses zusammen, je nachdem ob  $U_K$  von dem Anfang, der Mitte oder dem Ende der Treppenflanke durchstoßen wird. Dieser Durchstoßpunkt wandert dauernd auf und ab. Um die damit verbundene zeitliche Verschiebung zwischen Eingangs- und Ausgangssignal klein zu halten, kann man sehr kurze Eingangsimpulse verwenden. Zum anderen besteht die Möglichkeit, dem treppenförmigen Spannungsabfall die differenzierten Eingangsimpulse zu überlagern. Dazu dient das in Abb. 8 gestrichelt gezeichnete Differenzierglied  $R' C' \ll T_I$  (die Verbindung  $xy$  muß dann natürlich fehlen). Abb. 9 zeigt den nach dieser Abänderung an der Kathode von  $D_1$  entstehenden Spannungsverlauf. (Wegen der großen Zeitauflösung ist nur ein Ausschnitt aus der Treppe zu sehen.) Damit wird die zeitliche Einsatzgenauigkeit der frequenzgeteilten Impulsfolge bestimmt durch



ie Flankensteilheit der Primärimpulse. Sie ist von  
er gleichen Genauigkeit wie die Primärimpulsfolge  
selber.

Bei der *Impulszählung* tritt im allgemeinen gegen-  
über der Frequenzteilung eine zusätzliche Schwierig-  
keit auf: Die Eingangsimpulse unterscheiden sich  
nicht nur in ihrem zeitlichen Abstand, sondern auch  
in ihrer Form. Für die erfolgreiche Anwendung des  
Integrationsprinzips ist es  
erforderlich, dem eigent-  
lichen Teiler eine Stufe  
voranzuschalten, in der  
alle Impulse die gleiche  
Gestalt erhalten. Der  
Teiler selbst muß der Be-  
dingung genügen, daß in-  
nerhalb möglichst weiter  
Grenzen das Teilerverhält-  
nis von der Eingangsfre-  
quenz unabhängig ist. Die  
Berücksichtigung dieser  
Gesichtspunkte führte auf  
eine Schaltung gemäß Ab-  
bildung 10.

Durch die Verwendung  
des Thyratrons  $V_1$  ergibt sich ein sehr einfacher  
Aufbau der Impulsformerstufe. Jeder zu zählende  
Eingangsimpuls erzeugt über  $R_3$  einen positiven  
Impuls, dessen Form allein abhängt von  $C_2$ ,  $C_3$ ,  
 $R_3$ ,  $R_4$  und von der Spannung  $U_{C3}$ , auf die  $C_3$   
vorher aufgeladen hatte. So lange der zeitliche Ab-  
stand  $T$  zweier aufeinander folgender Impulse groß  
ist gegen  $R_5 C_3$ , ist  $U_{C3}$  praktisch gleich  $U_{b2}$ . Für  
 $T = 6 \cdot R_5 \cdot C_3$  beträgt der Unterschied zwischen  
 $U_{b2}$  und  $U_{C3}$  nur mehr 0,1 %. Fordert man diese Ge-  
nauigkeit, so erhält man für die vorliegende Schaltung  
mit  $R_5 = 25 \text{ k}\Omega$  und  $C_3 = 1 \text{ nF}$  für  $T$  die Einschrän-  
kung

$$T \leq 6 \cdot 25 \cdot 10^3 \cdot 10^{-9} \text{ sec} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ sec} (6,7 \text{ kHz}).$$

Für höhere Eingangsfrequenzen benutzt man als  
Impulsformer besser einen monostabilen Multi-  
vibrator.

Von den eingangs erörterten Möglichkeiten zum  
Aufbau der eigentlichen Integrationsstufe scheidet  
die nach Abb. 4 aus, weil die Abhängigkeit der La-  
dungsmenge  $Q$  von dem Impulsabstand  $T$  grund-  
sätzlich nicht zu beseitigen ist. Die Audionschaltung  
läßt sich verwenden. Bei sehr großen Werten von  $T$   
jedoch beginnt die Röhre zwischen zwei Eingangs-  
impulsen leitend zu werden, weil der Audioneffekt  
zur Sperrung nicht mehr ausreicht. Zur Kombina-  
tion mit der Thyatronvorstufe, die ja um so besser  
arbeitet, je tiefer die Eingangsfrequenz liegt, eignet  
sich die Audionschaltung also nicht. Gute Ergeb-  
nisse dagegen lieferte die in Abb 10 gezeigte Ausführ-  
ungsform der Integrationsstufe. Bei ihr handelt es  
sich um eine Abwandlung der Schaltung nach Abb. 1a,  
die dadurch entsteht, daß man auf die Unabhängig-  
keit der Ladungsmenge  $Q$  von der Impulsdauer  $T_I$   
und damit auf die Erfüllung von (17) verzichtet. Wie  
aus (15) ersichtlich ist, läßt sich dann die Abhängigkeit  
von  $\frac{\Delta T}{T}$  um so geringer halten, je kleiner  $\tau = \frac{T_I}{T}$ ,  
d. h. je kleiner  $T_I$  ist. Auch dieser Tatbestand spricht  
für die Verwendung eines Thyratrons in der Impuls-

formerstufe, denn mit seiner Hilfe gestaltet sich die  
Erzeugung sehr kurzer Impulse besonders einfach [3].  
Der wesentlichste Nachteil der Schaltung nach Abb. 1a  
liegt in dem starken Einfluß der Eingangsamplitude  
 $U_I$  auf das Teilerverhältnis. Durch die Verwendung  
der Vorstufe ist dieser Mangel weitgehend behoben.  
Hinsichtlich des Entladeteils stimmen die Schaltun-  
gen nach Abb. 8 und Abb. 10 nahezu überein. Auf

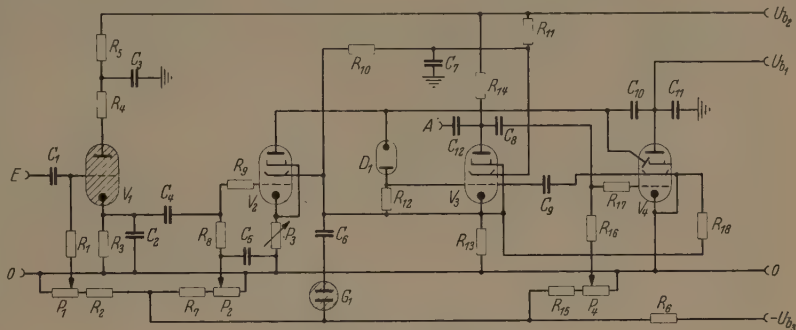


Abb. 10. Schaltbild des Impulszählers.

eine ausführliche Besprechung kann daher verzichtet  
werden.

Wie schon erwähnt, kann ein Impulszähler als  
ein Frequenzteiler aufgefaßt werden, bei dem das  
Teilerverhältnis unabhängig von der Eingangsfre-  
quenz ist. Es liegt daher nahe, zu untersuchen, in-  
wieweit diese Bedingung bei dem beschriebenen Im-  
pulszähler erfüllt ist. Abb. 11 zeigt das Ergebnis in  
graphischer Darstellung.

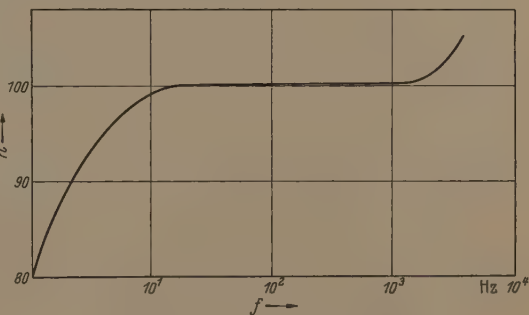


Abb. 11. Frequenzgang des Teilerverhältnisses.

Das bei  $f = 300 \text{ Hz}$  eingestellte  $n = 100$  bleibt  
im Bereich zwischen 20 Hz und 1000 Hz konstant.  
Der Anstieg der Kurve oberhalb 1000 Hz erklärt sich  
folgendermaßen: Mit wachsendem  $f$  wird  $T$  schließ-  
lich kleiner als die endliche Entladezeit  $T_E$  des In-  
tegrationskondensators, d. h. während der Entladezeit  
treten Eingangsimpulse auf, die für die Zählung ver-  
loren gehen und so zu einer Vergrößerung von  $n$  föh-  
ren. (Solange es sich um die Unterteilung einer kon-  
stanten Impulsfolgefrequenz handelt, spielt dieser  
Gesichtspunkt keine wesentliche Rolle. Es fällt ja  
immer dieselbe Anzahl von Impulsen in die Entlade-  
zeit.) Bei sehr tiefen Eingangsfrequenzen ist der mitt-  
lere durch die Integrationsröhre fließende Strom  $\bar{i}_A$   
so klein, daß die nie ganz zu vermeidenden Leck-  
ströme  $i_L$  einen nicht mehr zu vernachlässigenden

Bruchteil des Gesamtstromes ausmachen. Dadurch kommt der Abfall von  $n$  unterhalb 20 Hz zustande.

Der Zusammenhang zwischen den für den Frequenzgang des Teilverhältnisses maßgeblichen Größen ist leicht zu klären. Der mittlere Strom  $\bar{i}_A$  durch die Integrationsröhre und die Eingangsfrequenz  $f$  sind einander stets proportional:

$$\bar{i}_A = \text{const} \cdot f. \quad (38)$$

Die Grenzen des Bereiches, in dem  $n$  konstant ist, seien durch  $f_{\min}$  und  $f_{\max}$  bezeichnet. Dann gilt für das Verhältnis  $\eta$  dieser beiden Frequenzen:

$$\eta = \frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{\bar{i}_{A \max}}{\bar{i}_{A \min}}. \quad (39)$$

Die während der gesamten Aufladezeit  $T_A$  dem Integrationskondensator zugeführte Ladung muß gleich der in der Entladezeit  $T_E$  abgeführten Ladung sein. Das führt auf die Beziehung

$$T_A \bar{i}_{A \max} = \bar{i}_{E \max} T_E \quad (40)$$

wobei  $i_{E \max}$  der maximal mögliche mittlere Strom durch die Entladeröhre ist. (Die Mittlung erstreckt sich dabei nur auf das Zeitintervall  $T_E$ .) Weil nun kein Impuls während der Zeit  $T_E$  auftreten soll, muß man fordern

$$T_E < T = \frac{T_A}{n}. \quad (41)$$

Zusammenfassung von (40) und (41) liefert:

$$\bar{i}_{A \max} < \frac{\bar{i}_{E \max}}{n}. \quad (42)$$

Die Leckströme  $i_L$  werden  $n$  nicht beeinflussen, so lange

$$\bar{i}_{A \min} > n \bar{i}_L \quad (43)$$

ist. Durch Einsetzen von (42) und (43) in (39) erhält man schließlich für  $\eta$  die Einschränkung

$$\eta < \frac{\bar{i}_{E \max}}{n^2 \bar{i}_L}. \quad (44)$$

In Worten ausgedrückt, besagt sie: Bei vorgegebenem  $n$  hängt das Verhältnis von  $f_{\max}$  zu  $f_{\min}$  allein von dem Verhältnis des maximalen Entladestromes zum Leckstrom ab. Der absolute Wert von  $f_{\max}$  und  $f_{\min}$  geht nicht ein. (Um ein Zahlenbeispiel zu nennen: Ein Teiler, dessen Grenzfrequenzen 1 Hz und 100 Hz betragen, läßt sich auch auf das Intervall 1 Hkz bis 100 kHz umstellen.)

Die in Abb. 11 dargestellte Funktion  $n(f)$  gestattet also mit großer Wahrscheinlichkeit den Schluß, daß die Schaltung nach Abb. 11 zur Zählung unregelmäßiger Impulse geeignet ist, deren zeitlicher Abstand zwischen den Grenzen

$$\frac{1}{f_{\min}} = \frac{1}{20 \text{ Hz}} = 50 \text{ ms} \quad \text{und} \quad \frac{1}{f_{\max}} = \frac{1}{1000 \text{ Hz}} = 1 \text{ ms}$$

variiert.

Durch Vergleich des neuen Teilers mit einer als zuverlässig bekannten Zählordnung ließ sich dieser Schluß experimentell bestätigen. Die maximale zeitliche Schwankung des Teilverhältnisses  $n = 100$  betrug 0,5 %.

#### Zusammenfassung

Für den von W. KROEBEL angegebenen Frequenzteiler werden verschiedene Eingangsschaltungen diskutiert mit dem Ergebnis, daß zur Erzielung eines großen Teilverhältnisses eine möglichst hohe Batteriespannung erforderlich ist. Die unter diesem Gesichtspunkte aufgebauten Schaltungen liefern stabile Teilverhältnisse von  $n_1 = 100$  und  $n_2 = 200$  bei Eingangsimpulsfolgenfrequenzen von  $f_1 = 4,0$  MHz bzw.  $f_2 = 31,25$  kHz. Eine dritte, etwas anders dimensionierte Anordnung ist in der Lage, bei  $n = 100 \pm 0,5$  unregelmäßig einfallende Impulse zu zählen, deren zeitlicher Abstand zwischen 1 ms und 50 ms schwankt. Die Grenzen der Eingangsfrequenz und des Teilverhältnisses sind in allen drei Fällen in erster Linie gegeben durch die Belastbarkeit und Spannungsfestigkeit der zur Verfügung stehenden Sekundäremissionsröhre EFP 60.

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für angewandte Physik der Universität Kiel. Es ist mir ein besonderes Bedürfnis, dem Direktor des Instituts, Herrn Professor Dr. W. KROEBEL, meinen aufrichtigen Dank auszusprechen für die Aufgabenstellung und die zahlreichen Ratschläge, vor allem aber für die stets freundliche Förderung der Untersuchungen. Ferner danke ich den Herren SCHMIDT und HOFFMANN für die leihweise Überlassung der benutzten Zählringe.

**Literatur.** Eine Übersicht über das Gebiet ist zu finden in [1] Waveform (Radiation Laboratory Series) Kap. 15, 16 und 17 McGraw-Hill Book Company Inc., 1949. — Ferner erscheint demnächst eine zusammenfassende Arbeit von W. KROEBEL. [2] KROEBEL, W.: Z. angew. Physik 6, 293 (1954). — [3] KNOOP, E. u. W. KROEBEL: Z. angew. Phys. 2, 281 (1950).

Dr. ERNST OTTO PHILIPP,

Institut für angewandte Physik der Universität Kiel.

## Der Einfluß des horizontalen Erdmagnetfeldes auf elektrische Wellen zwischen Erde und Ionosphäre, die schräg zum magnetischen Meridian verlaufen

Von WINFRIED OTTO SCHUMANN

(Eingegangen am 13. Oktober 1955)

In einer Arbeit [1] habe ich den Einfluß des Erdfeldes auf die Wellenausbreitung zwischen Erde und Ionosphäre diskutiert. Für den Fall des horizontalen Magnetfeldes wurden nur die Fälle betrachtet, wo die Welle entweder in der Richtung dieses Magnetfeldes oder senkrecht dazu lief, und bei denen kein Einfluß des Erdfeldes auf die Wellenausbreitung auf-

trat. Für Fragen der Ausbreitung der Atmospherics ist es aber erwünscht, auch den Fall der Ausbreitung schief zum magnetischen Meridian (z.B. nordöstlich, nordwestlich usw.) zu kennen. Nimmt man, wie in der genannten Arbeit, als  $z$ -Richtung die horizontale Richtung des Magnetfeldes, z.B. von Süden nach Norden an, und als  $x$ -Richtung die Richtung senk-



ht zur Erdoberfläche, und setzt man voraus, daß die Welle in der horizontalen  $z'$ -Richtung läuft, die den Winkel  $\alpha$  gegen die  $z$ -Richtung geneigt ist, ergibt sich unter der Voraussetzung der genannten Annahme, daß jetzt in der Ionosphäre zwei an sich voneinander unabhängige Wellen möglich sind, die aber durch die zwei Wellentypen im Luftraum ( $E$ -Typ und  $H$ -Typ) wegen der Grenzbedingungen miteinander gekoppelt werden. Wird die Verteilung der Luftschicht, so folgt zur Bestimmung von  $\nu$  die Gleichung

$$\mathfrak{L}^2 \nu H + j \mathfrak{L} \nu H \frac{1}{\nu \omega \epsilon_0} [\cos^2 \alpha (W_1 \epsilon_0^2 \omega^2 + W_2 \nu^2) + \sin^2 \alpha (W_1 \nu^2 + W_2 \epsilon_0^2 \omega^2)] - W_1 W_2 = 0. \quad (1)$$

aus dieser transzendenten Gleichung bestimmt, folgt daraus die Ausbreitung in  $z'$ -Richtung mit der Geschwindigkeit  $v$ , wobei

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \nu^2 \quad (2)$$

und wobei durch  $\alpha$  Phasengeschwindigkeiten und Dämpfungen der Luftwellen gegeben sind.  $W_1$  und  $W_2$  sind die Wellenwiderstände der beiden Wellen, die senkrecht nach oben in das Plasma eindringen:

$$W_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_z}}, \quad W_2 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{xx} \left[ 1 + \left( \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \right)^2 \right]}}, \quad (3)$$

wo  $\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{xy}$  und  $\epsilon_z$  in der genannten Arbeit Gl. (2) und (3) angegeben sind.  $\epsilon_0$  und  $\mu_0$  sind die D.K. und Permeabilität der Luft.

Für  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 90^\circ$  wird die Gl. (1) besonders einfach:

$$\alpha = 0 \quad (\mathfrak{L} \nu H)_{1,2} = -j \frac{\omega \epsilon_0}{\nu} W_1 \text{ bzw. } -j \frac{\nu}{\omega \epsilon_0} W_2,$$

$$\alpha = 90^\circ \quad (\mathfrak{L} \nu H)_{1,2} = -j \frac{\nu}{\omega \epsilon_0} W_1 \text{ bzw. } -j \frac{\omega \epsilon_0}{\nu} W_2.$$

Drückt man die Intensität der beiden sich im Luftraum in  $z'$ -Richtung bewegenden Wellen durch die Werte der magnetischen Felder an der Erdoberfläche aus (wobei die Erde als  $\infty$  gut leitend angenommen wird),  $H'_{yE}$  quer zur Ausbreitungsrichtung,  $H'_{zE}$  in

Ausbreitungsrichtung, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{H'_{yE}}{H'_{zE}} &= -\operatorname{tg} \alpha \left( \frac{\omega \epsilon_0}{\nu} \right)^2 \frac{-j \frac{\nu}{\omega \epsilon_0} W_1 - \mathfrak{L} \nu H}{-j \frac{\omega \epsilon_0}{\nu} W_1 - \mathfrak{L} \nu H} \\ &= -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} \left( \frac{\omega \epsilon_0}{\nu} \right)^2 \frac{-j \frac{\nu}{\omega \epsilon_0} W_2 - \mathfrak{L} \nu H}{j \frac{\omega \epsilon_0}{\nu} W_2 + \mathfrak{L} \nu H}. \end{aligned} \quad (4)$$

Aus Gl. (4) folgt, daß im allgemeinen für jedes  $\nu$  ein Wellenpaar ( $E$ -Welle und  $H$ -Welle) existiert, d. h., daß z. B. eine ursprünglich allein erzeugte  $E$ -Welle eines vertikalen Dipols eine dazugehörige  $H$ -Welle erzeugt und umgekehrt. Nur für  $\alpha = 0$  oder  $\alpha = 90^\circ$  fällt diese Kopplung beider Wellen fort, indem nach Gl. (4) entweder  $H'_{yE}$  endlich und  $H'_{zE}$  gleich 0 ist, oder umgekehrt. Aus Gl. (1) folgt nun, daß  $\nu$  auf das Vorzeichen von  $\alpha$  nicht reagiert, da nur  $\sin^2 \alpha$  und  $\cos^2 \alpha$  vorkommen. Eine nordöstliche oder eine nordwestlich verlaufende Welle mit dem gleichen  $\alpha$  geben dieselben Phasengeschwindigkeiten und Dämpfungen also auch dieselben Wellenformen, wenn die Quellen, die diese Wellen erzeugen, den gleichen zeitlichen Verlauf haben. Dagegen zeigt die Gl. (4), daß beide

Wellentypen sich darin unterscheiden, daß  $\frac{H'_{yE}}{H'_{zE}}$  bei Änderung des Vorzeichens von  $\alpha$  auch sein Vorzeichen ändert, d. h., daß die relative Phase der beiden  $H$ -Werte sich um  $180^\circ$  ändert. Aus dieser Tatsache, aber auch nur daraus, können Schlüsse über die Wellenrichtung nordöstlich oder südwestlich, gezogen werden. Wenn also von CATON und PIERCE [2] beobachtet wird, daß entsprechende Gewitter aus Südost und Südwest ganz verschiedene Wellenformen mit sich bringen, so wird man schließen müssen, daß dies nicht spezielle Eigentümlichkeiten des Ausbreitungsweges sind, sondern daß der Charakter der Entladungen, z. B. über dem Kontinent oder über dem Ozean an sich verschieden ist. Dies ist auch vom Standpunkt der Theorie elektrischer Entladungen aus verständlich, denn wir wissen, daß z. B. die Entladung von einer Spitze zu einer Platte ganz verschieden sein kann, je nach dem die Platte sehr gut oder sehr schlecht leitend ist.

Literatur. [1] SCHUMANN, W. O.: Z. angew. Phys. 7, 284 (1955). — [2] CATON, P. Ct. F. und PIERCE, E. T.: Phil. Mag. 7, 393 (1952).

Prof. Dr. WINFRIED OTTO SCHUMANN,  
Elektrophysikalisches Institut der TH. München.

## Eine Beziehung zwischen Hysteresebewert und Permeabilität

### Teil III. Ferritkerne mit Rechteckschleife

### Teil IV. Einfluß der Koerzitivkraft

Von M. KÖRNETZKI

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 22. September 1955)

Der Hystereseverlust eines magnetischen Werkstoffes bei sehr kleiner Wechselfeldstärke spielt für die Verwendbarkeit des Stoffes in Filter- und Pupin- spulen eine große Rolle, weil er nicht nur die Güte der Spule, sondern auch den Klirrfaktor wesentlich bestimmt. Bisher ist es nicht gelungen, diesen Ver-

lust theoretisch zu ermitteln. Es ist daher wichtig, empirische Beziehungen zwischen den Hystereseverlusten und anderen Eigenschaften der betreffenden Stoffe festzustellen und zu versuchen, aus diesen Beziehungen Hinweise auf die physikalische Ursache der Hystereseverluste abzuleiten. Im folgenden wer-

den Meßergebnisse an Kernen mit rechteckförmiger Magnetisierungsschleife mitgeteilt und daraus Schlüsse auf den Magnetisierungsvorgang in solchen Kernen gezogen.

In vorhergehenden Arbeiten [1], [2] war gezeigt worden, daß der bei kleinen Wechselfeldstärken gemessene Hysteresebewert  $h$  ferromagnetischer Stoffe in erster Näherung der Anfangspermeabilität  $\mu_a$  proportional ist. Diese durch Vergleich zahlreicher Werkstoffe belegte Beziehung wurde theoretisch begründet, indem angenommen wurde, daß die Magnetisierungskurven aller Werkstoffe einander ähnlich sind, daß sie sich also durch Proportionalverzerrung ineinander überführen lassen. Viele Meßpunkte fügten sich gut in die Beziehung ein. Wesentliche Abweichungen ergaben sich für Eisen und schwach legiertes Dynamoblech, ohne daß ein sicherer Grund für dieses unerwartete Verhalten angegeben werden konnte. Die angegebene Beziehung setzt voraus, daß die Stoffe magnetisch isotrop sind. Deshalb wurden Werkstoffe mit physikalisch anormaler Magnetisierungsschleife, z. B. mit besonders gestreckter Schleife

Koerzitivkraft verändert oder umgekehrt. Ein solcher „anormaler“ Fall liegt vor bei Ferritkernen mit Rechteckschleife, denn sie haben bei einer Koerzitivkraft von etwa 1 A/cm eine (relative) Anfangspermeabilität von 30 bis 90, während ein „normaler“ Ferritkern bei gleicher Koerzitivkraft eine Anfangspermeabilität von etwa 300 hat. In der Tabelle 1 sind die Meßergebnisse an Rechteckschleifenkernen (Nr. 1 und 2) mit denen normaler Kerne verglichen; die Ferrite Nr. 3 und 4 wurden so ausgewählt, daß ihre Koerzitivkräfte (und auch die Sättigungsinduktionen  $B_s$ ) möglichst gleich denen der Stoffe 1 und 2 waren. Die Magnetisierungsschleifen der Stoffe 2 und 3 sind in Abb. 1 dargestellt. (Über die Stoffe 5 und 6 wird weiter unten gesprochen.)

Unter den hier gewählten Umständen ( $H_c = \text{const}$ ) versagt ganz offensichtlich die Beziehung  $h \sim \mu_a$ . Stattdessen zeigt sich, daß man hier näherungsweise den Hysteresebewert als konstant ansehen kann:

$$h = \text{const}; \quad h/\mu_a \sim 1/\mu_a; \quad h/\mu_a^2 \sim 1/\mu_a^2 \quad (1)$$

( $\mu_a$  verändert bei  $H_c = \text{const}$ ).

Die früher unter der Voraussetzung  $\mu_a \sim 1/H_c$  abgeleiteten Beziehungen lauteten

$$h \sim \mu_a; \quad h/\mu_a = \text{const}; \quad h/\mu_a^2 \sim 1/\mu_a \quad (2)$$

( $\mu_a \sim 1/H_c$ ).

Die Beziehung (1) sagt aus, daß bei festgehaltener Koerzitivkraft der relative Hysteresebewert  $h/\mu_a$  um so kleiner und damit der Stoff um so besser wird, je größer man die Anfangspermeabilität des Werkstoffes macht. Ähnliches hat bereits F. PREISACH festgestellt [4]. Stoffe, die

im Diagramm  $h$  (bzw.  $h/\mu_a$  oder  $h/\mu_a^2$ ) über  $\mu_a$  (siehe [2], Abb. 1, 2 und 3) dicht an der unteren Geraden liegen, haben also offenbar eine vergleichsweise hohe Permeabilität, während die weiter oben liegenden Stoffe, insbesondere also Eisen und niedrig legierte Eisen-Silizium-Legierungen, eine in Anbetracht ihrer Koerzitivkraft zu geringe Anfangspermeabilität haben. Als mögliche Ursache für dieses ungünstige Verhalten wurde bereits früher [2] die hohe Kristallenergie dieser Stoffe angesehen; wir werden weiter unten sehen, daß auch die in Tab. 1 angegebenen Ergebnisse zu diesem Schluß führen.

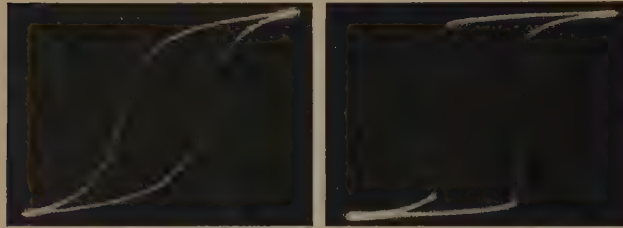


Abb. 1. Vergleich der Magnetisierungsschleifen eines „normalen“ Kerns aus Mangan-Nickel-Zink-Ferrit und eines Kerns aus Magnesium-Mangan-Ferrit mit Rechteckschleife. (Aufgenommen mit dem Ferroskop von P. E. KLEIN.)

(Isoperme) oder mit durch besondere Behandlung eingepprägter Rechteckschleife (Eisen-Nickel-Legierung 5000 Z), für den Vergleich nicht herangezogen. Nachdem sich jetzt herausgestellt hat, daß die Ferritkerne mit rechteckförmiger Schleife wider Erwarten (und entgegen den Verhältnissen bei den metallischen Werkstoffen mit Rechteckschleife) auch zu den magnetisch isotropen Stoffen gehören und eine Remanenz von etwa 60 % der Sättigungsmagnetisierung haben [3], wurde der Hysteresebewert dieser Stoffe gemessen. Die hierbei gewonnenen Meßergebnisse fallen ebenfalls stark aus dem üblichen Rahmen heraus und geben einen Hinweis auf den Grund für die Abweichung.

### Teil III

#### Ferritkerne mit Rechteckschleife

Im allgemeinen ist die Anfangspermeabilität  $\mu_a$  magnetischer Stoffe um so größer, je kleiner die Koerzitivkraft  $H_c$  ist. Dieses „Normalverhalten“ bildet die Voraussetzung für die oben erwähnte Beziehung. Abweichungen sind also zu erwarten, wenn man bei festgehaltener Permeabilität die

Tabelle 1.

Nr.	Werkstoff	$\mu_a$	$H_c$ A/cm	$h$ cm/kA	$h/\mu_a$ cm/kA	$h/\mu_a^2$ cm/kA	$B_{rem}$ kG	$B_s$ kG	$h/H_c$	Be- merkungen
1	Mangan-Magnesium-Ferrit Nr. 1	32	1	3000	95	3	1,3	2,3	3	rechteckförmige Magnetisierungsschleife
2	Mangan-Magnesium-Ferrit Nr. 2	95	1	3500	37	0,4	2,1	3,5	3,5	
3	Mangan-Nickel-Zink-Ferrit	270	1,1	1600	6	0,02	2,3	3,9	1,8	„Normale“ Magnetisierungsschleife
4	Nickel-Zink-Ferrit	450	0,8	3000	6,5	0,015	2,0	4,3	2,4	
5	Nickel-Zink-Ferrit	30	11	100	3,5	0,11	1,6	3,8	1,1	
6	Nickel-Zink-Ferrit	80	6	450	5,5	0,07	1,9	3,8	2,7	



Im folgenden soll für die Beziehungen (1) eine plausible Deutung gegeben werden. Bei den früher [1] angestellten Überlegungen, die zu den Beziehungen (2) führten, war angenommen worden, daß sich bei einer Veränderung der Koerzitivkraft *alle* Teile der Magnetisierungskurve in gleicher Weise *horizontal* verschieben, unabhängig davon, ob sie reversibel oder irreversibel sind. Aus der für das Anfangsgebiet der Kommutierungskurve geltenden RAYLEIGHschen Gleichung

$$B = \mu_a \mu_0 H + 2 \nu H^2 = \mu \mu_0 H \quad (3)$$

$B$  Induktion,  $H$  Feldstärke,  $\nu$  Hysteresekoeffizient,  $\mu_0$  Vakuumpermeabilität) kann für jede Feldstärke

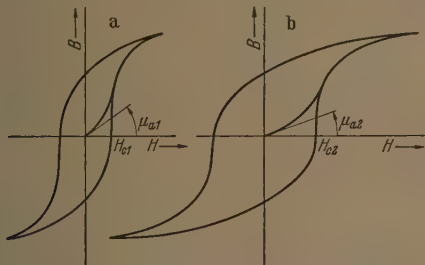


Abb. 2. Schematische Magnetisierungskurven zweier Stoffe mit verschiedener Koerzitivkraft und verschiedener Anfangspermeabilität.

das Verhältnis zwischen reversibler Induktion  $\mu_a \mu_0 H$  und irreversibler Induktion  $2 \nu H^2$  berechnet werden. Hat ein Werkstoff die Kennwerte  $\mu_{a1}$ ,  $\nu_1$  und  $H_{c1}$ , ein anderer die Werte  $\mu_{a2}$ ,  $\nu_2$  und  $H_{c2}$ , so ergibt die früher vorgenommene Transformation (siehe Abb. 2) die Beziehungen:

$$\frac{\mu_{a1}}{\mu_{a2}} = \frac{H_{c2}}{H_{c1}}; \quad \frac{\nu_1}{\nu_2} = \left( \frac{H_{c2}}{H_{c1}} \right)^2; \quad \frac{h_1}{h_2} = \frac{H_{c2}}{H_{c1}} \quad (4)$$

Bei festgehaltener Meßfeldstärke  $H < H_{c1}$  (wenn  $H_{c1} < H_{c2}$ ) nimmt das Verhältnis der irreversiblen

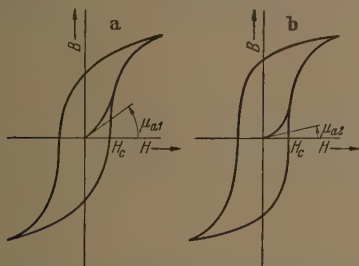


Abb. 3. Schematische Magnetisierungskurven zweier Stoffe mit gleicher Koerzitivkraft und verschiedener Anfangspermeabilität.

zur reversiblen Induktion auf der Kommutierungskurve ab, wenn die Koerzitivkraft  $H_c$  vergrößert wird. Vergleicht man jedoch diese beiden Anteile der Induktion bei gleicher relativer Feldstärke  $H/H_{c1}$  bzw.  $H/H_{c2}$ , so stellt man fest, daß das Verhältnis der irreversiblen Induktion zur reversiblen erhalten bleibt. Was wird sich ergeben, wenn man die Anfangspermeabilität variiert und die Koerzitivkraft festhält?

Wir wollen zunächst annehmen, daß der irreversible Betrag der Induktion näherungsweise konstant bleibt, wenn man bei festgehaltenem  $H_c$  die Anfangspermeabilität und damit den reversiblen Betrag der Induktion ändert. Da bei stärkerer Aussteuerung die reversible Induktion wesentlich größer wird als die irreversible, bleibt die Form der Kommutierungskurve

in diesem Fall fast unverändert mit Ausnahme ihres Anfangsteiles bei sehr geringer Feldstärke (Abb. 3a und b). Unveränderte irreversible Induktion bedeutet aber [nach Gl. (3)]

$$\nu = \text{const.} \quad (5)$$

Da der Hysteresekoeffizient  $h$  (bis auf eine Konstante) gleich dem Quotienten  $\frac{\nu}{\mu_a}$  ist [siehe Gl. (8)], würde sich bei Variation der Anfangspermeabilität von  $\mu_{a1}$  nach  $\mu_{a2}$  ergeben

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\mu_{a2}}{\mu_{a1}}; \quad h = \frac{\text{const.}}{\mu_a} \quad (6)$$

Diese Beziehung deckt sich nicht mit dem Meßergebnis  $h = \text{const.}$  Offenbar geht also die Natur hier an-

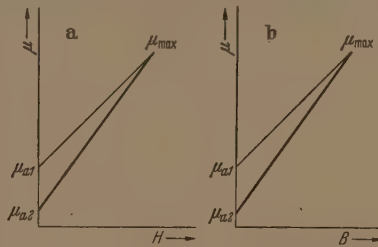


Abb. 4. Schematische, stark vereinfachte Darstellung des Zusammenhangs zwischen der totalen Permeabilität  $B/(\mu_a H)$  und der Feldstärke  $H$  oder der Induktion  $B$  für Stoffe mit gleicher Koerzitivkraft aber verschiedener Anfangspermeabilität. a) Lineare Abhängigkeit von  $H$  angenommen ( $\nu \approx \text{const.}$ ); b) lineare Abhängigkeit von  $B$  angenommen ( $h \approx \text{const.}$ ).

ders vor, als wir es zunächst angenommen haben (siehe aber die Meßergebnisse an Trafoperm N 2 in Teil IV).

Wenn unsere Annahme richtig gewesen wäre, müßte die (totale) Permeabilität  $\mu [= B/(\mu_0 H)]$  der

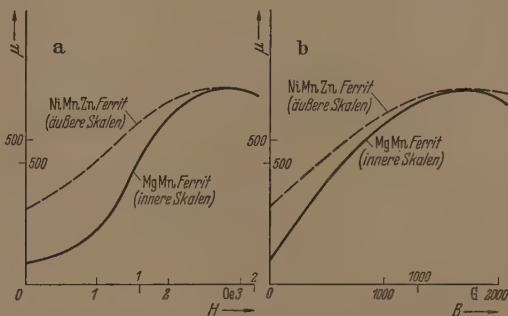


Abb. 5. Gemessene Abhängigkeit der totalen Permeabilität  $B/(\mu_a H)$  von der Feldstärke  $H$  (Abb. 5a) und von der Induktion  $B$  (Abb. 5b) für ein Mangan-Nickel-Zink-Ferrit und für ein Mangan-Magnesium-Ferrit.

hier untersuchten Stoffe bei Auftragen über der Feldstärke untereinander ähnliche Kurven geben. Im einfachsten Fall hätten sich z. B. Geraden ergeben können, die bei  $H = 0$  mit verschiedenen Werten der Anfangspermeabilität beginnen und alle bis zum gleichen Wert der Maximalpermeabilität ansteigen (Abb. 4a)<sup>1</sup>. Die Darstellung der in einer Wechsel-

<sup>1</sup> In diesem Fall wäre also  $\frac{\Delta \mu}{\Delta H} \approx \text{const.}$ ; da  $h \sim \frac{1}{\mu_a} \frac{\Delta \mu}{\Delta H}$  ist

[siehe Gl. (8)], folgt  $h \approx \frac{\text{const.}}{\mu_a}$  genau wie in Gl. (6). Statt der sich schneidenden Geraden kann man auch parallele Geraden einführen; beide Annahmen führen zum gleichen Ergebnis, wenn die Anfangspermeabilität klein gegen die Maximalpermeabilität ist.

strombrücke gemessenen Werte in Abb. 5a zeigt jedoch, daß die für zwei der untersuchten Werkstoffe (Pos. 2 und 3) aufgetragenen Kurven durchaus verschieden voneinander verlaufen<sup>1</sup>. Während die Kurve des „Normalwerkstoffes“ fast linear ansteigt und sich dann nach unten krümmt, hat der Stoff mit Rechteckschleife eine stark S-förmig gebogene Kurve.

Eine praktisch brauchbare Deutung findet man, wenn man die totale Permeabilität über der Induktion aufträgt (Abb. 5b); jetzt zeigt sich für beide Werkstoffe ein sehr ähnlicher Verlauf<sup>1</sup>, nämlich ein schwach gekrümmter Anstieg bis zur Maximalpermeabilität. Wir wollen diese Kurven durch Geraden annähern, die von verschiedenen Werten der Anfangspermeabilität beginnen (Abb. 4b). Wenn die Maximalpermeabilität wesentlich größer ist als die Anfangspermeabilität, kann man sogar noch die Steigung der Geraden in erster Näherung als gleich ansehen. Damit ergibt sich (für verschiedene Anfangspermeabilität)

$$\frac{\Delta\mu}{\Delta B} = \text{const.} \quad (7)$$

Nun gilt nach dem RAYLEIGH-Gesetz für den Hysteresebewert im Anfangspunkt (siehe [2], Gl. (3))

$$h \approx \frac{16}{3} \frac{\nu}{\mu_a \mu_0} = \frac{8}{3} \frac{1}{\mu_a} \frac{\Delta\mu}{\Delta H} = \frac{8\mu_0}{3} \frac{\Delta\mu}{\Delta B} \quad (8)$$

Aus Gleichung (7) und (8) folgt aber

$$h = \text{const.},$$

in Übereinstimmung mit den Werten der Tabelle 1 und Gl. (1). Für den Hysteresekoeffizienten folgt die Beziehung

$$\nu \sim \mu_a. \quad (9)$$

Aus diesen Ergebnissen können folgende Schlüsse gezogen werden:

Senkt man bei festgehaltener Koerzitivkraft (und Sättigungsinduktion) die Anfangspermeabilität, indem man von einem „Normalwerkstoff“ zu einem solchen mit rechteckförmiger Schleife übergeht, so nimmt — bei konstanter Feldstärke  $H \ll H_c$  betrachtet — nicht nur die reversible Induktion, sondern überraschenderweise auch die irreversible Induktion (auf der Kommutierungskurve) in gleichem Maße ab. Der RAYLEIGH'sche Hysteresekoeffizient  $\nu$  sinkt also in erster Näherung proportional mit der Anfangspermeabilität  $\mu_a$ , so daß der Hysteresebewert  $h$  etwa konstant bleibt.

Die totale Permeabilität  $\mu$  ergibt für normale und für Rechteckschleifenwerkstoffe einen etwa gleichartigen Verlauf, wenn man sie über der Induktion aufträgt. Bei Auftragung über der Feldstärke ergeben Stoffe mit Rechteckschleife einen zunächst flachen, dann steil ansteigenden Verlauf. Diese Kurvenform bestätigt, daß die irreversiblen Magnetisierungsvorgänge eines Stoffes mit Rechteckschleife sich vorzugsweise in der Umgebung der Koerzitivkraft abspielen, während das Innere der Schleife relativ arm an irreversiblen Prozessen ist [3]. Im anderen Fall (entsprechend Abb. 4a) wäre der Rechteckschleifen-Charakter nicht so stark ausgeprägt.

Setzt man einen magnetischen Stoff einer steigenden Feldstärke aus, und steigert man die Feldstärke bis in die Nähe der Koerzitivkraft, so erreicht die Induktion im allgemeinen etwa

ein Viertel der Sättigungsinduktion. Da das Ferrit mit Rechteckschleife bei gleicher Feldstärke eine wesentlich geringere Induktion aufweist als ein „normales“ Ferrit, kann es bei Annäherung an die Koerzitivkraft die notwendige Induktion nur erreichen, wenn die Zahl der irreversiblen Magnetisierungsprozesse dicht unterhalb der Koerzitivkraft beschleunigt zunimmt<sup>1</sup>. Der oben beschriebene Verlauf der Permeabilität über der Feldstärke (nach Abb. 5a) ist also aus rein geometrischen Gründen notwendig, wenn der Hysteresebewert  $h$  der Gleichung (1) gehorcht; er könnte nur vermieden (d. h. an den des „Normalstoffes“ angepaßt) werden, wenn der Hysteresebewert der Gleichung (6) folgen würde. Damit würde aber auch die Rechteckschleife weniger ausgeprägt sein. Es sei erwähnt, daß in diesem Fall der relative Hysteresebewert  $h/\mu_a$  noch größer wäre als im Fall der Rechteckschleife (siehe den Meßwert von Trafopern N 2 in Teil IV).

Der beschriebene Verlauf der Magnetisierungskurve hat zur Folge, daß die Maximalpermeabilität  $\mu_{\max}$  wesentlich größer ist als die Anfangspermeabilität. Tatsächlich ist für die Mangan-Magnesium-Ferrite Nr. 1 und 2 das Verhältnis  $\mu_{\max}/\mu_a \approx 10$  bis 20, während die „normalen“ Ferrite Nr. 3 und 4 (mit kleinem  $h/\mu_a$ ) nur ein Verhältnis  $\mu_{\max}/\mu_a$  von 2 bis 3 haben.

Anschaulich (aber formal) kann dieser Befund auch folgendermaßen beschrieben werden: „Komprimiert“ man die Magnetisierungskurve eines „normalen“ Stoffes in horizontaler Richtung, indem man die Koerzitivkraft vermindert, so entsteht wieder ein normaler Werkstoff, wenn alle Teile der Magnetisierungskurve in gleichem Maße komprimiert werden; dabei steigt die Anfangspermeabilität und der relative Hysteresebewert  $h/\mu_a$  bleibt konstant. Werden die nahe der Koerzitivkraft liegenden, im wesentlichen irreversiblen Teile der Kurve stärker komprimiert als die weiter innen (d. h. nahe bei  $H = 0$ ) liegenden, so entsteht ein Stoff mit Rechteckschleife, der gleiche Anfangspermeabilität aber ein höheres  $h/\mu_a$  hat. Das Gesetz für die „Kompression“ läßt sich aus Abb. 4b ablesen; es lautet

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{H_{c1}}{H_{c2}}; \quad h \sim \frac{h}{\mu_a} \sim \frac{h}{\mu_a} \sim \frac{1}{H_c} \quad (10)$$

( $H_c$  verändert bei  $\mu_a = \text{const.}$ ).

In Tabelle 1 sind die Meßwerte an zwei normalen Nickel-Zink-Ferriten (Nr. 5 und 6) eingetragen, welche jeweils etwa gleiche Anfangspermeabilitäten haben wie die Stoffe 1 und 2; dafür sind aber — weil es „normale“ Stoffe sind — ihre Koerzitivkräfte wesentlich größer und zwar etwa um den Faktor 10. Man erkennt, daß sich jetzt die Gleichung (10) näherungsweise bestätigt, denn die Hysteresebewerte der „normalen“ Stoffe 5 und 6 liegen — bei gleichen Anfangspermeabilitäten — tatsächlich etwa um eine Zehnerpotenz unter denen der Stoffe 1 und 2 mit Rechteckschleife.

Alle den Gleichungen (1), (2) und (10) zugrundeliegenden Feststellungen lassen sich zusammenfassen durch die Formel

$$h \sim \frac{1}{H_c}; \quad h H_c = \text{const.} \quad (11)$$

Diese Gleichung sollte sowohl für Stoffe mit normaler Magnetisierungsschleife als auch für Stoffe mit Rechteckschleife gelten, ohne daß — wie bei den Gleichungen (1), (2) und (10) — noch irgendwelche Bedingungen für die Variation der Anfangspermeabilität oder der Koerzitivkraft festgelegt werden müssen. Damit verliert die Anfangspermeabilität ihre bestimmende Rolle für den Hysteresebewert, die sie bei den normalen Stoffen hat. Daß an ihre Stelle die Koerzitivkraft tritt, hat den Vorteil, daß jetzt zwei dimensionell gleiche Größen miteinander verglichen werden; das Produkt  $h H_c$  ist dimensionslos. Die letzte Spalte in Tabelle 1 zeigt, daß dieses Produkt bei den hier

<sup>1</sup> Die Maßstäbe sind für die einzelnen Kurven so gewählt, daß ihre Maxima zusammenfallen.

<sup>1</sup> Würde man die RAYLEIGH-Gleichung (3) auch noch auf dieses Gebiet anwenden, so ergäbe sich hier ein wesentlich höherer Hysteresekoeffizient  $\nu$  als bei kleiner Feldstärke.



untersuchten Stoffen nur wenig verschieden ist. Weitere Meßergebnisse folgen in Teil IV.

Die geringe Anfangspermeabilität der Ferrite mit Rechteckschleife läßt sich plausibel machen. Bereits früher war gezeigt worden [3], [5], daß diese Ferrite im Vergleich zur Hysteresefläche der Schleife verhältnismäßig große magnetische Kristallenergie<sup>1</sup> und große Sättigungsfeldstärke haben. Man könnte nun — wie es H. P. J. WIJN getan hat [6] — annehmen, daß die Anfangspermeabilität der normalen Ferrite hauptsächlich durch Drehprozesse der spontanen Magnetisierung verursacht wird. Da die von Drehprozessen herrührende Anfangspermeabilität proportional  $B_s^2/K$  ( $B_s$  Sättigungsinduktion,  $K$  Kristallanisotropie [7]) ist, muß sie bei großer Anisotropieenergie gering sein. Falls Wandverschiebungen noch eine Rolle spielen, muß man wenigstens folgern, daß der absolute Beitrag der Drehprozesse klein ist. Ein geringer Absolutbetrag der Drehprozesse ist jedenfalls eine notwendige, wenn auch nicht immer hinreichende Bedingung für eine geringe Anfangspermeabilität. Der hohe relative Hysteresebewert der Magnesium-Mangan-Ferrite könnte ebenfalls vermuten lassen, daß hier die Drehprozesse stärker zutage treten gegenüber den Wandverschiebungen. Es sei noch erwähnt, daß die reversible Permeabilität der Magnesium-Mangan-Ferrite im Remanenzpunkt nur etwa  $1/3$  der Anfangspermeabilität beträgt.

Eine im Vergleich zur Hysteresefläche große magnetische Kristallenergie findet sich bekanntlich auch bei Eisen und niedrig legierten Dynamoblechen, und gerade diese Stoffe haben — wie anfangs erwähnt — einen hohen relativen Hysteresebewert  $h/\mu_a$  von 100–50 cm/kA [2]. Somit dürfte also auch hier die hohe Kristallenergie als Ursache anzusehen sein. Die Übereinstimmung geht aber noch weiter. Wie bereits früher gezeigt wurde [3], [9], hat Eisen nach passender Glühbehandlung eine auffallend rechteckförmige Magnetisierungsschleife; sie ist der von Magnesium-Mangan-Ferriten sehr ähnlich. Bei weichgeglühtem Eisen ist die Kristallenergie wesentlich größer als die Energie der inneren Verspannungen [8]. Dieses gleichartige Verhalten legt nochmals die Vermutung nahe, daß die — im Vergleich zur Hysteresefläche — große magnetische Kristallenergie gleichzeitig als Ursache für den anormal hohen relativen Hysteresebewert  $h/\mu_a$  und für die rechteckige Form der Magnetisierungsschleife anzusehen ist. Da der Anteil der Drehprozesse an der Anfangspermeabilität von weichem Eisen sehr gering ist, und zwar infolge der hohen Kristallenergie, liegt es auch nahe, den Schluß umzukehren: Ein geringer relativer Hysteresebewert  $h/\mu_a$  wird auftreten, wenn die Anfangspermeabilität im wesentlichen von Drehprozessen der spontanen Magnetisierung herrührt; dies ist besonders bei sehr kleiner Kristallenergie möglich.

Die hier mitgeteilten Meßergebnisse wurden an einzelnen Kernen gewonnen, die nicht hinsichtlich ihrer Hysteresewerte ausgesucht wurden. Untersuchungen an vielen Kernen würden wahrscheinlich einen ähnlich großen Streubereich ergeben, wie er be-

reits früher [2] bei der Untersuchung zahlreicher Werkstoffe gefunden worden war. Ferner ist nicht bekannt, ob die hier mitgeteilte Gesetzmäßigkeit in gleicher Weise für andere Ferritsysteme mit Rechteckschleife [10] zutrifft. Grundsätzlich ist es denkbar, daß sich der Hysteresekoeffizient sowohl stärker als auch weniger stark ändert als die Anfangspermeabilität.

### Zusammenfassung (Teil III)

Die (relative) Anfangspermeabilität  $\mu_a$  und der Hysteresebewert  $h$  von Mangan-Magnesium-Ferrit mit rechteckförmiger Magnetisierungsschleife wurden gemessen und mit den Werten von Ferriten mit „normaler“ Schleife verglichen. Der relative Hysteresebewert  $h/\mu_a$  von Mangan-Magnesium-Ferrit beträgt etwa 35 bis 95 cm/kA, während sich für Nickel-Magnesium-Ferrit oder Nickel-Mangan-Zink-Ferrit mit etwa gleicher Koerzitivkraft ein Wert von etwa 6 cm/kA ergibt. Der anormal hohe Betrag des relativen Hysteresebewerts entsteht nicht durch einen höheren Hysteresebewert im Vergleich zu einem „normalen“ Ferrit mit gleicher Koerzitivkraft, sondern durch die geringere Anfangspermeabilität des Mangan-Magnesium-Ferrits, während der Hysteresebewert beider Stoffe etwa gleich ist. Das Meßergebnis läßt sich theoretisch verständlich machen, wenn man davon ausgeht, daß die totale Permeabilität  $B/H$  als Funktion der Induktion  $B$  bei den verschiedenen Stoffen den gleichen (und zwar in erster Näherung linearen) Verlauf bis zur Maximalpermeabilität hat, daß aber das Verhältnis  $\mu_a/\mu_{max}$  verschiedene Werte hat. Die hier gefundene Beziehung  $h = \text{const}$  (bzw.  $h/\mu_a \sim 1/\mu_a$ ) tritt anstelle der früher abgeleiteten Beziehung  $h/\mu_a = \text{const}$ , wenn die Anfangspermeabilität bei konstanter Koerzitivkraft verändert wird, statt daß sie sich nur umgekehrt proportional zur Koerzitivkraft ändert. Das anormale Verhalten der Mangan-Magnesium-Ferrite rührt anscheinend her von der (im Vergleich zur Hysteresefläche) großen magnetischen Kristallenergie, welche die von den Drehprozessen herrührende Permeabilität sehr vermindert. Die bereits früher gefundenen hohen relativen Hysteresewerte von Eisen und niedriglegiertem Eisen-Silizium finden dadurch ihre Erklärung, denn auch diese Stoffe haben eine vergleichsweise hohe Kristallenergie.

### Teil IV

#### Der Einfluß der Koerzitivkraft

Im vorhergehenden war gezeigt worden, daß magnetische Kerne sowohl mit normalen als auch mit rechteckförmigen Magnetisierungsschleifen die Beziehung (11)

$$h H_c = \text{const}$$

( $h$  Hysteresebewert,  $H_c$  Koerzitivkraft) erfüllen sollten. Wir wollen nun prüfen, wieweit dies der Fall ist.

In der Tabelle 2 sind die magnetischen Werte zahlreicher magnetisch harter und weicher Stoffe zusammengestellt. Im allgemeinen sind die gleichen Stoffe aufgeführt, wie bei den früheren Untersuchungen [2] über die Gültigkeit der Gleichung (2)  $h/(\mu_a - 1) = \text{const}$ <sup>1</sup>. Neben den Kennwerten  $\mu_a$  und  $h$  wurden

<sup>1</sup> Die große Kristallenergie ist notwendig für den flachen Verlauf des oberen und des unteren Astes der Rechteckschleife [3]. Bei dem Ferrit Nr. 2 beträgt die Anisotropiekonstante etwa 7000 erg/cm<sup>3</sup>, die Fläche der Schleife etwa 300 erg/cm<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> Es genügt im allgemeinen, die Gleichung in der Form  $h/\mu_a = \text{const}$  zu schreiben; nur wenn man die Gleichung auf Dauermagnete anwendet, muß die genauere Schreibweise mit  $\mu_a - 1$  benutzt werden.

aber die Werte der Koerzitivkraft  $H_c$  (der Magnetisierung) und des Produktes  $h H_c$  hinzugefügt. Einige Stoffe mußten fortgelassen werden, weil die Kennwerte nicht festgestellt werden konnten, bei manchen Stoffen wurden neuere Kennwerte verwendet, und einige Stoffe wurden neu aufgenommen. Bei den Eisen-Silizium-Legierungen wurde nicht der Anfangs-

teil der Permeabilitätskurve ausgewertet, sondern (wie früher) der obere lineare Teil, da im unteren Bereich der Kurvenverlauf durch die Nachwirkung beeinflusst wird [15]. Die Zahlen sind z. T. Mittelwerte größtenteils aber Einzelwerte, deren Abweichung vom Mittelwert nicht bekannt ist. Die Legierungen 1040 und Mumetall wurden als Gruppen eingetragen

Tabelle 2.

Stoff		$H_c$ A/cm	$\mu_a$	$h$ cm/kA	$h H_c$	Quelle
Dauer- magnete	Ba-Ferrit	2300	1,25	0,6	1,4	Messungen der Vacuumschmelze
	Al Ni 120	400	5	3,8	1,5	
	AlNiCo 160	520	5	3	1,6	
	AlNi ( $H_c = 300$ )	300	8,5	11	3,3	
	AlNi ( $H_c = 500$ )	500	5,5	3,3	1,6	
	FeCo (6%)	100	20	25	2,5	
	FeCrMn	60	30	50	3	
Eisen-, Eisen-Silizium-, Eisen-Silizium-Aluminium- Leg.	Stahl 5011	10	100	700	7	Ältere Messungen von P. GOTTSCHALT
	Stahl 0012	1,5	400	3000	4,5	
	Fe 8	1,1	400	6000	6,6	
	Reineisen R 3	0,4	450	20000	8	Ältere Messungen von P. GOTTSCHALT
	Fe 6 (Carbonyleisen)	0,07	1000	350000	24	
	Dyn.-Bl. I	0,9	200	20000	18	
	Dyn.-Bl. II	0,6	250	10000	6	R. FELDTEKLER [12] Abb. 7a R. FELDTEKLER [12] Abb. 8a Vac. 6 M 3
	Dyn.-Bl. IV	0,4	570	30000	12	
	(Trafoperm N 1)	0,7	750	13000	9	
	Trafoperm N 3	0,12	500	40000	4,8	Messg. v. G. RÖSPEL
	Sendust	0,04	20000	80000	3,2	
Eisen- Ko- balt	Vacoflux 50 (50% Co)	0,9	1000	3500	3,2	Vac. 6 M 3
Magnetisch weiche Ferrite	NiZn-Ferrit	11	30	100	1,1	M. KORNETZKI; [2] und Tabelle 1
	"	6	80	450	2,7	
	"	0,8	450	3000	2,4	
	"	0,15	1500	9000	1,3	
	MnZn-Ferrit	0,4	700	1500	0,6	
Eisen-Nickel-Legierungen	"	0,25	1300	2000	0,5	R. M. BOZORTH [13] Abb. 5—34 R. FELDTEKLER Abb. 10a Vac. [14] Abb. 3 Vac. 6 M 3 Vac. Abb. 3 Vac. 6 M 3 R. M. BOZORTH Abb 5—48 R. M. BOZORTH Abb. 5—74 und Vac. Abb. 3, 20 Vac. 6 M 3 Ält. Messg. P. GOTTSCHALT P. GOTTSCHALT, BOZORTH 5—75 und Vac. Abb. 3, 6 M 3 R. M. BOZORTH Abb. 5—50 " Abb. 5—51 " Abb. 5—52 Vac. Abb. 20
	45-Permalloy	0,11	3000	30000	3,3	
	3601 K 1 (36% Ni)	0,4	1850	7500	3	
	"	0,4	2000	9000	3,6	
	3601 K 2	0,15	2500	30000	4,5	
	3601 K 3	0,15	3000	16000	2,4	
	(5000 H 2) (50% Ni)	0,1	4000	260000	26	
	5000 H 3	0,07	2500	80000	5,6	
	Permalloy C	0,03	20000	100000	3	
	Mo-Permalloy (4—79)	0,025	30000	190000	5	
	Mumetall	0,02 bis	12000 bis	170000 bis	3 bis	
	"	0,04	30000	300000	8	
	M 583	0,012	20000	320000	3,8	
	"	0,01	20000	1000000	10	
	M 1040	0,012 bis	30000 bis	170000 bis	2 bis	
	"	0,025	60000	300000	6	
	Supermalloy 0,014"	0,003	120000	3000000	9	
	"	0,003	120000	9000000	27	
	" 0,001"	0,008	120000	600000	4,8	
	Ultraperm 10	0,006	100000	400000	2,4	
Stoffe mit Rechteck- schleife	AlNiCo 400 (Vorzugsr.)	500	3,7	7	3,5	Messg. der Vac.
	5000 Z (50% Ni)	0,07	400	30000	2,1	Vac. Abb. 2, 3
	Trafoperm N 2 (3% Si)	0,2	700	680000	140	
	MnMg-Ferrit 1	1	32	3000	3	Tabelle 1
	" 2	1	95	3500	3,5	
	Rectalite 4302 (Ferrit)	0,6	100	6200	3,7	
	" 4303	1,3	90	2100	2,7	Prospekt der L. T. T. (Jan. 1955)
	" 4304	1,1	150	4500	5	
	" 4401	0,45	200	2500	1,1	
	" 4402	0,5	130	6200	3,1	
	" 4001	0,5	400	25000	12,5	



stoffe mit vermutlicher restlicher Textur wurden angeklammert.

Die Tabelle 2 zeigt, daß das Produkt  $h H_c$  bei den zahlreichen Stoffen nur wenig unterschiedlich ist, obwohl die Koerzitivkräfte und die Hysteresebewerte jeweils einen Bereich von sechs Zehnerpotenzen überdecken.

In Abb. 6 sind die Hysteresebewerte der verschiedenen Stoffe über den Koerzitivkräften aufgetragen. Man erkennt auch hier, daß der Hysteresebewert im Mittel umgekehrt proportional mit der Koerzitivkraft abnimmt. Anscheinend ist die vertikale Streuung der Meßpunkte geringer als bei der früheren Darstellung der Hysteresebewerte über den Anfangspermeabilitäten (siehe [2], Abb. 1.) Die bei

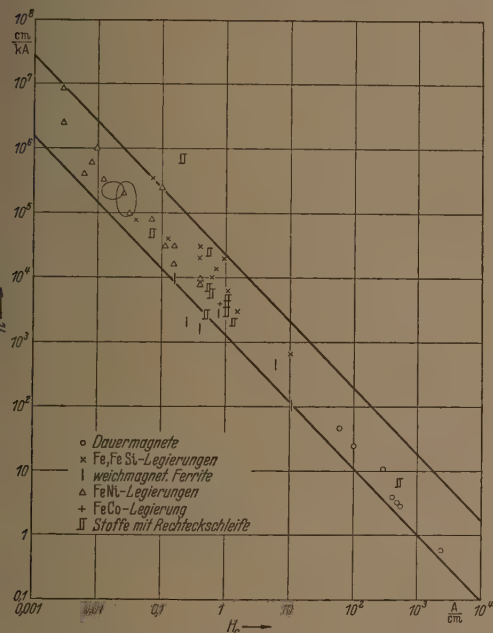


Abb. 6. Der bei kleiner Feldstärke gemessene Hysteresebewert  $h$  verschiedener metallischer und oxydischer magnetischer Stoffe in Abhängigkeit von der Koerzitivkraft.

der früheren Auftragung stark nach oben streuenden Meßpunkte der Eisen-Silizium-Legierungen sind wesentlich nach unten gerückt und harmonisieren jetzt besser mit den Meßwerten der Eisen-Nickel-Legierungen. Dieses Ergebnis stützt die oben ausgesprochene Vermutung, daß diese Stoffe sich ähnlich verhalten wie Stoffe mit Rechteckschleife, und daß sie daher ebenfalls der [gegenüber Gl. (2) allgemeineren] Beziehung (11) folgen.

Auffallend tief liegen die Meßwerte der Mangan-Zink-Ferrite; das Produkt  $h H_c$  ist kleiner als 1. Diese Kerne sind also besonders hysteresearm. Wir wollen an dieser Stelle nicht näher darauf eingehen.

Zur weiteren Prüfung wurden in Tabelle 2 und in Abb. 6 die Meßwerte von magnetischen Stoffen mit Rechteckschleifen aufgenommen. (Die Punkte sind in Abb. 6 besonders gekennzeichnet.) Die Meßwerte für die permanentmagnetische Legierung AlNiCo 400 mit Vorzugsrichtung (Abkühlung im Magnetfeld), für die bereits oben erwähnten Mangan-Magnesium-Ferrite und einige weitere Ferrite mit Rechteck-

schleife und für die Eisen-Nickel-Legierung 5000 Z (Vorzugsrichtung durch Walzbehandlung) passen gut in das Kurvenbild und ergeben auch ein „normales“. Produkt  $h H_c$ , obwohl der Quotient  $h/\mu_a$  groß ist. Die Stoffe folgen also erwartungsgemäß der Gl. (11). Dieses Ergebnis ist bemerkenswert, weil die Legierungen 5000 Z und AlNiCo 400 nicht magnetisch isotrop sind, sondern — im Gegensatz zu den Magnesium-Mangan-Ferriten — eine kräftig ausgeprägte Vorzugsrichtung der Magnetisierung haben.

Interessant ist das Verhalten der Eisen-Silizium-Legierung Trafoperm N 2. Dieser Stoff hat — wie 5000 Z — eine durch Walzbehandlung hervorgerufene

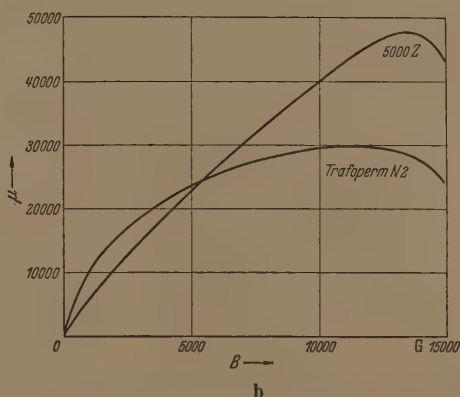
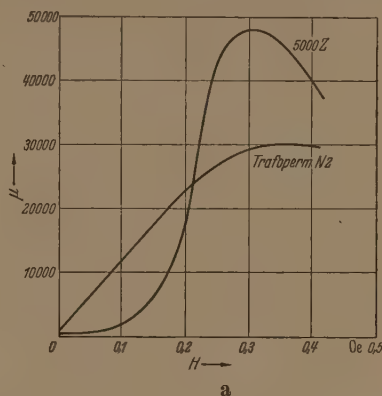


Abb. 7. Abhängigkeit der totalen Permeabilität  $\mu = B/(\mu_a H)$  von der Feldstärke (Abb. 7a) und von der Induktion (Abb. 7b) für die Eisen-Nickel-Legierung 5000 Z und die Eisen-Silizium-Legierung Trafoperm N 2 (nach Vacuumchem. [14], Abb. 2).

Vorzugsrichtung und eine Rechteckschleife. Wie die Abb. 6 zeigt, streut der Meßpunkt dieser Legierung stark nach oben heraus; das Produkt  $h H_c$  ist sehr groß, nämlich 140, und auch der Quotient  $h/\mu_a$  ist mit einem Wert von 970 cm/kA wesentlich höher als der aller anderen Stoffe. So unerwartet dieses Ergebnis auch ist, klärt es sich doch auf, wenn man die in den Abb. 7a und 7b dargestellten Kurven der Permeabilität mit denen der Legierung 5000 Z vergleicht [14]. Die Permeabilität von 5000 Z zeigt als Funktion der Feldstärke  $H$  den erwarteten, stark gekrümmten S-förmigen Verlauf und als Funktion von  $B$  einen nur wenig gekrümmten Anstieg bis zur Maximalpermeabilität. Diese Kurven verlaufen also gleichartig wie die der Mangan-Magnesium-Ferrite (Abb. 5a und b) und entsprechen dem

Schema nach Abb. 4b. Demgegenüber folgen die Kurven von Trafoperm N 2 (trotz dem großen Verhältnis von Maximalpermeabilität zu Anfangspermeabilität) dem in Abb. 4a dargestellten Schema, denn die Permeabilität zeigt als Funktion der Feldstärke einen linearen Anstieg fast bis zur Maximalpermeabilität, jedoch einen stark nach oben ausgebauchten Verlauf in Abhängigkeit von der Induktion. Ein solcher Kurvenzug liefert — wie man durch Vergleich der Steigungen in der Nähe des Nullpunktes erkennt — einen wesentlich höheren Hysteresebeiwert, welcher bereits oben durch die Gleichungen (5) und (6) beschrieben wurde. Man kann auch diesen Kurventyp mit dem der „normalen“ Werkstoffe zusammenfassen durch die Gleichung

$$\nu \sim h \mu_a \sim \frac{1}{H_c}; \quad \nu H_c^2 = \text{const.} \quad (12)$$

Auf eine genauere Nachprüfung dieser Gleichung wurde verzichtet, weil zu wenig Meßergebnisse vorliegen. Es sei nur erwähnt, daß auch sehr reines Eisen zu diesem Kurvenverlauf neigt.

Da bei einer Kurve nach dem Typ der Abb. 4a mehr irreversible Vorgänge bei kleiner Feldstärke stattfinden als bei einer Kurve nach dem Typ der Abb. 4b, kann im ersten Fall die Rechteckschleife nicht so gut ausgeprägt sein wie im zweiten Fall. Tatsächlich ist auch die Magnetisierungsschleife von 5000 Z wesentlich eckiger als die von Trafoperm N 2. Beide Stoffe haben ein großes Verhältnis von Maximalpermeabilität zu Anfangspermeabilität; aber auch hierin übertrifft 5000 Z ( $\mu_{\text{max}}/\mu_a \approx 100$ ) die Legierung Trafoperm N 2 ( $\mu_{\text{max}}/\mu_a \approx 50$ ). Wir sehen also, daß weder das Vorhandensein einer Rechteckschleife noch ein großes Verhältnis  $\mu_{\text{max}}/\mu_a$  hinreichende Vorbedingungen sind für einen Kurvenverlauf nach Abb. 4b, und daß umgekehrt ein besonders hohes Produkt  $h H_c$  oder ein besonders hoher Quotient  $h/\mu_a$  kein sicheres Zeichen für das Vorhandensein einer besonders guten Rechteckschleife darstellt, weil die Natur hier verschiedene Möglichkeiten hat. Welche inneren Eigenschaften des Werkstoffes hier den Ausschlag geben, läßt sich noch nicht sagen. Es sei erwähnt, daß sich beide betrachteten Stoffe insofern unterscheiden, als Trafoperm N 2 einen einachsigen Zustand geringster magnetische Energie hat, 5000 Z aber einen zweiachsigen. Daher wird möglicherweise die Anfangspermeabilität von Trafoperm N 2 durch relativ mehr Verschiebungen Blochscher Wände, die von 5000 Z durch relativ mehr Drehprozesse verursacht.

Für die größte Zahl der untersuchten Stoffe treffen aber offenbar die zuerst wiedergegebenen Überlegungen zu, welche zur Gleichung (11) führten. Der Mittelwert des Produktes  $h H_c$  liegt bei etwa 4.

Die Einführung der Beziehung  $h H_c = \text{const}$  anstelle von  $h/(\mu_a - 1) = \text{const}$  bietet den Vorteil, daß sie nicht nur für Stoffe mit normaler Magnetisierungsschleife, sondern auch im allgemeinen für solche mit rechteckförmiger Schleife und für die Dynamobleche gilt. Demgegenüber hat aber die Koerzitivkraft eines magnetischen Kerns — im Gegensatz zur Anfangspermeabilität — für seine Anwendung in einer Pupin-, Filter- oder Schwingkreisspule keine unmittelbare Bedeutung, so daß die neue Beziehung mehr vom physikalischen als vom praktischen Stand-

punkt aus wichtig ist. Es überrascht immerhin, daß der Hysteresebeiwert, also auch der Anstieg der Permeabilität mit der Feldstärke, in stärkerem Maß durch die Koerzitivkraft als durch die Anfangspermeabilität selbst bestimmt wird. Dieses Ergebnis ist aber nicht unverständlich, da die Anfangspermeabilität von den reversiblen Änderungen der Magnetisierung mit der Feldstärke bestimmt wird, während Hysterese und Koerzitivkraft durch irreversible Vorgänge verursacht werden und daher einander wesentlich sind. Ein magnetischer Stoff mit einem geringen Hysteresebeiwert ist aber technisch völlig unwichtig, wenn er nicht eine gewisse Mindestpermeabilität hat. Wenn auch die Anfangspermeabilität bei den Stoffen mit Rechteckschleife ihre Rolle für die Gestaltung des Hysteresebeiwerts verliert, so bleibt sie doch auch hier in dem Quotienten  $h/(\mu_a - 1)$  eine maßgebende Größe für die Beurteilung des Gehalts an irreversiblen Vorgängen bei kleinen Feldstärken.

#### Zusammenfassung (Teil IV)

Die früher für Stoffe mit „normaler“ Magnetisierungsschleife abgeleitete Beziehung  $h \sim \mu_a$  zwischen dem (bei kleinen Wechselfeldstärken gemessenen) Hysteresebeiwert  $h$  und der Anfangspermeabilität  $\mu_a$  und die Beziehung  $h = \text{const}$ , welche für den Übergang von einem Stoff mit normaler Schleife zu einem solchen mit rechteckförmiger Schleife aber gleicher Koerzitivkraft  $H_c$  gilt, lassen sich in der Gleichung  $h H_c = \text{const}$  zusammenfassen. Diese Gleichung wird durch Untersuchung zahlreicher Stoffe nachgeprüft, deren (relative) Anfangspermeabilitäten zwischen 1,25 und 120 000 und deren Koerzitivkräfte zwischen 2300 und 0,003 A/cm liegen. Verwendet wurden Meßergebnisse an Dauermagneten aus Metallen und Oxyden, an Eisen, Eisen-Silizium, Eisen-Silizium-Aluminium, an Ferriten und an hochpermeablen Eisen-Nickel-Legierungen. Auch Metalle und Ferrite mit Rechteckschleife wurden jetzt einbezogen. Die im doppelt-logarithmischen Maßstab über der Koerzitivkraft aufgetragenen Hysteresebeiwerte lassen sich im wesentlichen zwischen zwei Geraden mit der Steigung  $-1$  einschließen. Die vertikale Streuung der Meßpunkte ist geringer als bei der früher gewählten Auftragung der Hysteresebeiwerte über den Anfangspermeabilitäten. Die früher stark herausfallenden Meßpunkte für die Eisen-Silizium-Legierungen harmonisieren jetzt besser mit den Meßpunkten der anderen Stoffe, einschließlich derjenigen mit Rechteckschleife. Nur die Werte der hysteresearmen Mangan-Zink-Ferrite streuen nach unten, die des Rechteckschleifenstoffes Trafoperm N 2 stark nach oben. Das Produkt  $h H_c$  hat im Mittel den Wert 4. Für die Beurteilung der Hysteresearmut eines Stoffes erscheint weiterhin der Quotient  $h/\mu_a$  geeignet.

**Literatur.** [1] KORNETZKI, M.: Z. angew. Phys. 4, 343 (1952). — [2] KORNETZKI, M.: Z. angew. Phys. 6, 547 (1954). — [3] KORNETZKI, M.: Frequenz 9, 81 (1955). Dort auch weitere Literaturangaben über Ferrite mit Rechteckschleife. — [4] PREISACH, F.: Z. Physik 94, 277 (1935). — [5] WIJN, H. P. J.: Matériels magnétiques à haute perméabilité et à haute permanence, dans l'électrotechnique moderne. Consiglio nazionale delle Ricerche, Convegno di Elettronica e Televisione, Rom 1954, S. 8. — [6] WIJN, H. P. J.: Diss. Leiden 1953, Magnetic Relaxation und Resonance Phenomena in Ferrites. — [7] BECKER, R. u. DÖRING, W.: Ferromagnetismus, Berlin



39, S. 112 bis 127. — [8] BECKER, R. u. DÖRING, W.: Ferromagnetismus. Berlin 1939, S. 123. — [9] KORNETZKI, M.: *an. Phys.* 43, 202 (1943). — BOZORTH, R. M.: Ferromagnetism. Toronto, New York, London, 1951, Abb. 3—12, S. 62. — [10] WIJN, H. P. J., GORTER, E. W., ESVELDT, C. J. und GELSEMANS, P.: *Phil. Techn. Rdsch.* 16, 124 (1954). — [11] Technische Informationsblätter 6 M 3 der Vacuumschmelze G. Hanau, April 1955. — [12] FELDTEKLER, R.: Spulen

und Übertrager mit Eisenblechkernen, Teil III, Stuttgart, 1949, S. 11 ff. — [13] BOZORTH, R. M.: Ferromagnetism. Toronto, New York, London, 1951, S. 131 ff. — [14] Firmenschrift Weichmagnetische Werkstoffe der Vacuumschmelze AG., Hanau, 1954, S. 29 ff. — [15] SORGER, G.: *Frequenz* 8, 41 (1954).

Dr. MAX KORNETZKI, Wernerwerk für Bauelemente der Siemens u. Halske AG., Karlsruhe.

## Strukturuntersuchung an flächenhaften Proben in einer kleinen Zylinderkamera \*

VON HERMANN WEYERER

Mit 9 Textabbildungen

(Eingegangen am 1. September 1955)

In der Metallographie und auf anderen Gebieten besteht oft die Aufgabe, eine Strukturbestimmung an größeren Probekörpern durchzuführen. Die Rückstrahlmethoden mit ihrem kleinen Winkelbereich sind dann am Platze, wenn die Struktur schon bekannt ist und z. B. Änderungen der Gitterkonstanten nachzuweisen sind. Für eine vollständige Strukturanalyse aber stand, soweit keine spezielle Goniometeranlage (Röntgen-Diffraktometer) vorhanden ist, nur die „edge methode“ [1] zur Verfügung. Sie besteht darin, daß in einer DEBYE-SCHERRER-Kamera von einem zu untersuchenden Probenstück nur die Kante bestrahlt und das Diagramm auf einem zylindrisch gebogenen Film aufgenommen wird. Diese Anordnung hat den Nachteil, daß etwa die Hälfte des Films durch die Probe abgeschattet wird und daß zum Röntgenbild nur ein kleiner Teil der Probe beiträgt, der sich noch dazu auf Randpartien beschränkt, die durch die Bearbeitungsvorgänge, wie Ätzen und Polieren oder tiefer greifende Deformationen, wenig kontrollierbare Änderungen erfahren können. Die Genauigkeit dieser Randmethode ist daher nicht sehr groß.

Um den Anforderungen nach höherer Präzision und nach größerer Anwendungsbreite zu entsprechen, wurde eine einfache, genau arbeitende Vorrichtung entwickelt, die sich in den handelsüblichen<sup>1</sup> DEBYE-SCHERRER-Kammern, auch in solchen mit kleinem Durchmesser, unterbringen läßt. Am Beispiel des Feinstaluminiums, das als Pulver und in Form von texturbefahenen Blechen vorlag, werden Verwendbarkeit und Genauigkeit dieser Anordnung gezeigt.

### Die Untersuchungsverfahren

Das flächenhafte Präparat ist in der Mitte einer Zylinderkamera so angebracht, daß die Zylinderachse, die zugleich Rotationsachse des Trägers ist, in seiner reien Oberfläche liegt. Der Film befindet sich bezüglich der Strahlrichtung in einer asymmetrischen Lage (Filmanordnung nach STRAUMANIS [2]), um die damit verbundene Genauigkeitssteigerung auszunutzen. Scharfe Linien können in zweifacher Weise erzielt werden:

#### a) Divergentes Strahlenbündel nach BRAGG-BRENTANO [3]

Man verwendet ein unter dem Winkel  $\alpha$  auffallendes divergentes Primärstrahlenbündel (Abb. 1), das

\* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

<sup>1</sup> Herstellerfirma der hier verwendeten 57 mm-Kamera: Rich. SEIFERT & Co., Hamburg 13.

beim Schwenken des Präparates  $P$  bzw. bei einer genügenden Lagemannigfaltigkeit seiner Bestandteile wieder in einem Punkt ( $F$ ) vereinigt wird (Methode von BRAGG-BRENTANO). Die monochromatischen Röntgenstrahlen mit der Wellenlänge  $\lambda$  treten durch die Blende  $S$  (Schlitzhöhe senkrecht zum Äquator) in die Zylinderkamera mit dem Radius  $R$  ein und werden am Präparat  $P$  mit seinen Netzebenenabständen  $d$  um den Winkel  $2\vartheta = \pi - 2\varphi$  gemäß der BRAGGSchen Gleichung

$$\lambda = 2d \sin \vartheta = 2d \cos \varphi \quad (1)$$

abgelenkt. Wegen der BRAGGSchen Fokussierungsbedingung, die verlangt, daß die Schlitzblende  $S$ ,

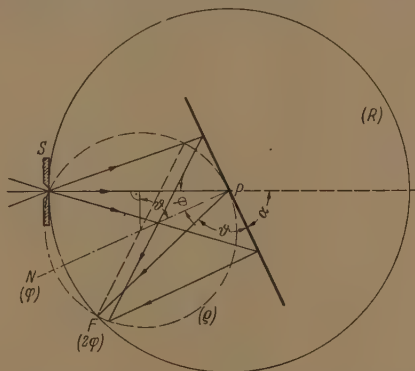


Abb. 1. BRAGG-Fokussierung für einen Bereich  $F$  auf dem Film einer Zylinderkamera bei Verwendung einer flächenhaften polykristallinen Probe  $P$ .

die Präparatoberfläche  $P$  und die Filmschwärzung  $F$  auf dem gleichen Kreis liegen, müßte die Präparatoberfläche ein Toroid bilden, das durch die Rotation des Bogens  $SPF$  um  $SF$  entsteht. Für jeden Punkt der Probenoberfläche in der Zeichenebene außerhalb des Punktes  $P$  ergibt sich also tatsächlich ein anderer, sich mit dem Winkel  $\vartheta$  ändernder Krümmungsradius  $\varrho$ , für den die Beziehung abgeleitet werden kann

$$\varrho = \frac{R}{2 \sin \vartheta} \quad (2)$$

Es ist also nicht möglich, alle an einem Präparat gebeugten Strahlen wieder zu fokussieren. Es kann jedoch eine annähernde Fokussierung ( $F$  in Abb. 1 ist nicht mehr punktförmig) dadurch erreicht werden, daß nur ein kleiner Teil einer des Toroid in  $P$  annähernden Tangentialebene bestrahlt wird. Wegen der geringen Eindringtiefe (Größenordnung Hundertstel Millimeter) und der damit verbundenen starken

Schwächung der reflektierten Strahlen aus dem Innern der Probe kommt es hauptsächlich auf die Lage der Oberfläche an.

Es gibt jedoch noch eine andere Möglichkeit, eine angenäherte Fokussierung in einem gewissen Winkelbereich für große  $\vartheta$  zu erzielen; man legt den Fokussierungskreis durch zwei Punkte  $F_1$  und  $F_2$  des Filmes (Winkel  $2\varphi_1$  und  $2\varphi_2$  in Abb. 2), verschiebt dazu den Spalt  $S$  um den Betrag

$$s = R \left( 1 - \frac{\cos(\varphi_1 + \varphi_2)}{\cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \right) \quad (3)$$

ins Innere der Kamera und stellt die Präparatnormale gegen den Primärstrahl um den Winkel  $(\varphi_1 + \varphi_2)$  ein.

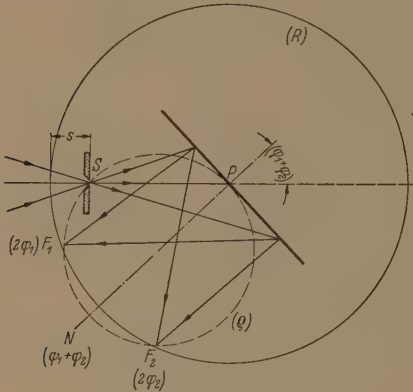


Abb. 2. Zweifachfokussierung für  $F_1$  und  $F_2$ .

Die Blendenverschiebung beträgt z. B.  $s = 1,1$  mm, wenn im  $\varphi$ -Bereich von  $3^\circ$  bis  $15^\circ$ , entsprechend  $\vartheta = 87^\circ$  bis  $75^\circ$ , auf eine gute Fokussierung Wert gelegt wird. Der Krümmungsradius des Fokussierungskreises ist

$$\varrho = \frac{R}{2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} = \frac{R - s}{2 \cos(\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

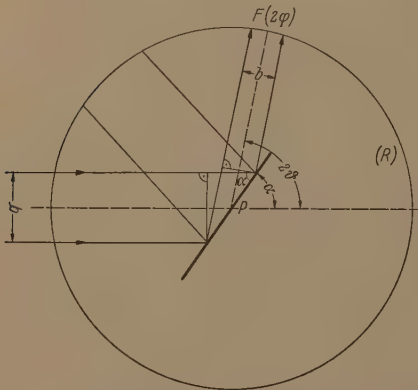


Abb. 3. Schräge Projektion von parallelen Primärstrahlen.

#### b) Paralleles Strahlenbündel und streifender Ausfall

Verhältnismäßig scharfe Linien erhält man auch dadurch, daß man ein paralleles Primärstrahlenbündel mit dem Querschnitt  $q$  auf das Präparat fallen und nur die Strahlen mit einigermaßen streifenden Ausfallwinkeln auf dem Film gelangen läßt (Abb. 3). Der Querschnitt  $q$  wird je nach Einfallswinkel  $\alpha$  und Reflexionswinkel  $\vartheta$  unter dieser schrägen Projektion

auf

$$b = q \cdot \frac{\sin(2\vartheta - \alpha)}{\sin \alpha} \quad (4)$$

unter entsprechender Intensitätssteigerung verkleinert.  $q$  entspricht der äquatorialen Blendenweite und  $b$  stellt unter idealen Bedingungen die Linienbreite auf dem Film dar. Der Ausfallwinkel  $(2\vartheta - \alpha)$  soll nicht zu klein gewählt werden, weil dann durch Eigenabsorption im Präparat ein erheblicher Intensitätsverlust eintritt [4].

#### Die Fehlermöglichkeiten und ihre Korrekturen

Die den Untersuchungsverfahren anhaftenden systematischen Fehler können teils experimentell, teils durch eine graphische bzw. analytische Extrapolation eliminiert werden. Es lassen sich auf diese Weise Strukturbestimmungen durchführen, die — wie im experimentellen Teil gezeigt wird — zugleich eine große Genauigkeit in der Gitterkonstantenbestimmung aufweisen.

Die gleichmäßige Filmschrumpfung und der Fehler in der Bestimmung des effektiven Kammerradius fällt durch die asymmetrische Filmanordnung im allgemeinen heraus, der Rest wird, weil diese Fehler proportional zu  $\varphi$  gehen, durch eine Extrapolation gegen  $\vartheta = 90^\circ$  eliminiert. Eine ungleichmäßige Filmschrumpfung wird dadurch nicht erfaßt. Diese ist jedoch bei doppelt begossenen Filmen meist zu vernachlässigen. Die Exzentrizitätsfehler der Proben sind proportional zu  $\sin 2\vartheta$  und lassen sich mit Hilfe eines Justiermikroskops kleiner als  $0,01$  mm halten. Die exakte Lage der Blendenhalter kann durch lange, mit feinen Spitzen versehene Prüfstäbe, die statt der Blenden in die Blendenhalter geschoben werden, nachgewiesen werden. Für ein sicheres Anliegen des Filmes an die sehr genau kreisrund gearbeitete Innenwand der Kamera sorgen lederüberzogene Sprengringe. Um die Absorption im Präparat möglichst klein zu halten, muß die Pulverschicht sehr dünn und mit ebener Oberfläche gleichmäßig aufgetragen bzw. die Blechoberfläche ausgerichtet werden. Diese Absorptionsfehler, die einen Gang mit  $\sin 2\vartheta$  zeigen, lassen sich ebenfalls durch eine Extrapolation gegen  $\vartheta = 90^\circ$  eliminieren. Das gleiche gilt für die Fehler, die durch ein Nichteinhalten der Toroidfläche ( $\sim \cotg \vartheta$ ) bedingt sind. Nur die Linienverschiebung, welche durch eine vertikale Strahlendivergenz und durch die Schlitzhöhe hervorgerufen wird, wächst im Rückstrahlgebiet proportional  $\cotg 2\vartheta$  an, weshalb eine Fehlerelimination durch Extrapolation gegen  $\vartheta = 90^\circ$  nicht zum Ziel führt. Daher ist besonders auf eine Beschränkung des Strahlenbündels senkrecht zum Äquator zu achten. Die Spaltweite zieht lediglich eine symmetrische Linienverbreiterung nach sich, ebenso Justierfehler in der Lage des Präparats ( $\sim \cotg \vartheta$ ) oder ein gleichmäßiger Gang in der Temperatur innerhalb der Kamera. Das Ausmessen der Linien, wofür man vorteilhafterweise einen Meßuhrstab mit Hilfsskala verwendet [5], wird dadurch erleichtert, daß die Einzelreflexe einer Linie durch eine zusätzliche Präparatbewegung in Richtung der Drehachse (Translation) ausgemittelt werden. Dazu wurde ein Kammeruntersatz gebaut, bei dem die Höhenverstellung kontinuierlich und unabhängig von der Rotation bzw. Schwenkung des Präparats vorgenommen werden kann.



### Die Apparatur

Für die Untersuchung von flächenhaften Proben einer gewöhnlichen Zylinderkamera wird als Zubehör nur eine spezielle Blende und ein gut justierbarer Präparatthalter benötigt.

Der **Präparatthalter** ist so gearbeitet, daß die Drehachse  $D$  genau durch die Anschlagfläche  $A$  und durch die Spitzen  $S_1$  und  $S_2$  der Justiervorrichtung  $J$  geht (Abb. 4). Die Herstellungsfehler können kleiner als 0,01 mm gehalten werden. Bei abgenommener Justiervorrichtung  $J$  wird die Probe  $P$  vorne an den in den Führungen 1 und 2 beweglichen Halteflügel  $B$  mit Klebwachs oder dgl. befestigt. Durch das Auflegen auf eine plane Fläche können die freie Präparatoberfläche und die Anschlagfläche  $A$  gut ausgerichtet werden, was mit der Spitze  $S_2$  der von oben einzusetzenden Justiervorrichtung nachgeprüft wird. Das Einstufen in der Kameraboden geschieht mit Hilfe der Spitze  $S_1$  oder  $S_2$  unter einem Mikroskop. Das durch den Präparatthalter  $H$  gebohrte 0,5 mm weite Loch  $L$  dient beim Einstufen als Kontrolle und nach Einsetzen in die Kamera bei maximaler Ausleuchtung durch den Röntgenstrahl als Hinweis dafür, daß die Präparatoberfläche senkrecht zum einfallenden Strahl steht. In vielen Fällen genügt für das Einstufen eine Kontrolle des Schaftes  $T$  mit Lupe und Anschlagstift.

Zum rascheren Auswechseln von Proben gleicher Form und Größe dient ein Präparatsträger nach Abb. 5. Durch eine Handschraube  $R$  werden die Proben  $P$  an die Anschlagflächen  $A$  angedrückt, die genau in der Drehachse  $D$  liegen oder durch Justierschrauben an diese Lage gebracht werden können. Eine bessere Annäherung an die ideal fokussierende Toroidfläche als die Tangentialebene stellt für Rückstrahlauflagen eine Kugelkalotte mit dem Krümmungsradius  $2/2$  dar (Abb. 5).

**Die Blenden.** Die für eine BRAGG-Fokussierung erforderliche Spaltblende muß in der Zylinderfläche der Filmemulsion bzw. in der Mitte zwischen beiden Emulsionen eines doppelt begossenen Filmes liegen, bzw. sie wird bei der gleichzeitigen angenäherten Fokussierung von mehreren Linien einer Filmseite um den Betrag nach Gl. (4) in Richtung zur Kameramitte hin verschoben. Zum Verschieben des Blendeneinsatzes  $E$  Außendurchmesser 8 mm) in Richtung des Primärstrahles dient die Vorrichtung  $V$  nach Abb. 6, die mit einer Zehntelmillimeterskala versehen ist. Die Spaltweite der Blende  $S$  ist über die Blendenhebel  $H$  und eine Konusfläche durch Betätigung der Stellschraube  $B$  (Zehntelmillimeter-Einteilung) von 0 bis 1,5 mm stetig veränderbar. Zwei Federn  $F$  drücken die Blendenbacken  $S$  in die Nullstellung. Die vertikale Strahlenvergrenzung wird bestimmt durch den Bleiring an der Stellschraube  $B$  (innerer Durchmesser 3 mm), sämtliche

übrigen Blenden und die Fokusabstände sowie den Fokusdurchmesser, zum anderen durch die Spalthöhe (2 mm) bzw. durch eine im Blendenkonus  $K$  (größter äußerer Durchmesser 5 mm, entsprechend  $\vartheta = 87^\circ$ ) einschließbare Höhenbegrenzung  $G$ . Das Blendenrohr  $K$  wird durch Lösen eines Bajonettverschlusses abgenommen, um die Lage der Blendenbacken  $S$  bezüglich der Strahlrichtung zu kontrollieren. Dazu kann ein Prüfstab mit Spitze verwendet werden, der durch die zweite Blendenöffnung gesteckt wird. Um die Vorderkanten der Blenden in die Ebene der Kamerawand zu bringen, wird an der Kammerinnenwand eine Prüfleiste befestigt und der Blendeneinsatz bei abgenommenem Konus  $K$  bis zum Anschlag der Blendenbacken  $S$  verschoben. Alle Justierarbeiten an den Blenden können mit einer Unsicherheit von wenigen Hundertstel Millimetern vorgenommen werden. Statt der veränderbaren Schlitzblende erfüllen auch mehrere feste Schlitzblenden (Schlitzweite etwa 0,1 oder 0,2 mm) den gleichen Zweck.

Für die zweite Methode, mit parallelem Strahlenbündel, können gewöhnliche Blenden mit zwei Rundlöchern Verwendung finden, wie sie auch bei DEBYE-SCHERRER-Aufnahmen üblich sind.

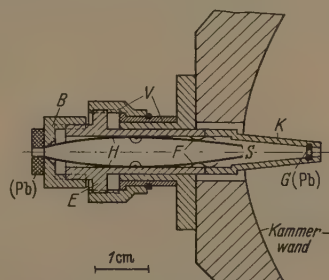


Abb. 6. Schlitzblende mit veränderlicher Spalthöhe.

Für genauere Messungen empfiehlt es sich, unter Verzicht auf Zeitersparnis beim Belichten, jeweils nur auf einer Filmhälfte zu fokussieren. Durch zwei zylindrische Abschirmflächen, die am Deckel der Kamera befestigt sind, wird der Teil des Filmes vor Belichtung geschützt, für den die Fokussierungsbedingung der Gl. (3) schlechter erfüllt ist (Abb. 7). Einer der Schirme besitzt eine Verschiebungsmöglichkeit für Abblendwinkel  $\epsilon$  von Null bis  $60^\circ$ , der zweite sitzt fest am Deckel. Soll die Filmseite II belichtet werden, so wird der Deckel bei fester Stellung der Schirme gedreht, wodurch dort dieselbe Abschirmwirkung wie bei I erreicht wird. Zum Markieren des Durchstoßpunktes III werden die Schirme geschlossen ( $\epsilon = 0$ ) und das Präparat  $P$  um einen kleinen, für die gewünschte Linie günstigen Winkelbereich geschwenkt. Je kleiner dieser Schwenkbereich ist, desto größer wird die Zeitersparnis bei der Belich-

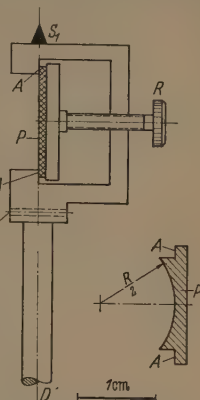


Abb. 5. Präparatthalter für plane und fokussierende Probenoberflächen.

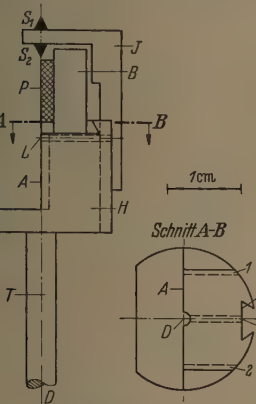


Abb. 4. Präparatthalter für größere Probenkörper.

tung. Der Abstand der Schirmflächen  $M$  von der Kamerawand ( $R$ ) ist so groß gehalten, daß die gleiche Filmspannvorrichtung wie bei einer DEBYE-Aufnahme verwendet werden kann.

Bei höheren Anforderungen an die Präzision der Gitterkonstantenbestimmung muß die Kamera in

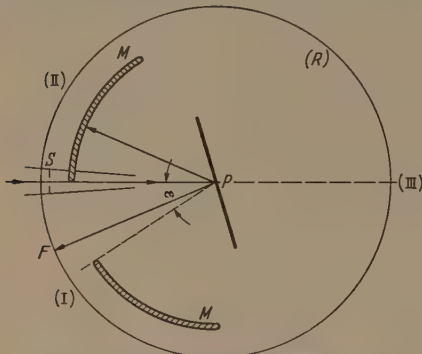


Abb. 7. Abschirmflächen  $M$  für genauere Aufnahmen mit flächenhaften Proben  $P$ .

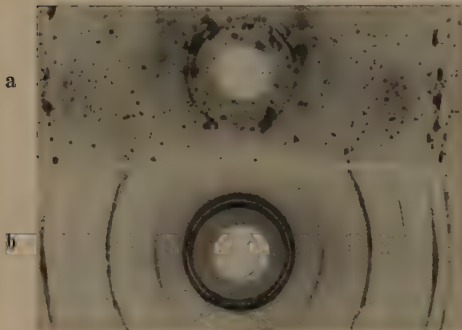


Abb. 8. Reinstaluminiumblech, Kupferstrahlung 39 kV, 30 mA, 90' belichtet, Spaltweite 0,1 mm. Einfallswinkel  $\alpha = 90^\circ$ . a) stehendes Präparat; b) Präparat geschwenkt um  $\pm 50^\circ$  in der Höhe um  $\pm 4$  mm verschoben.

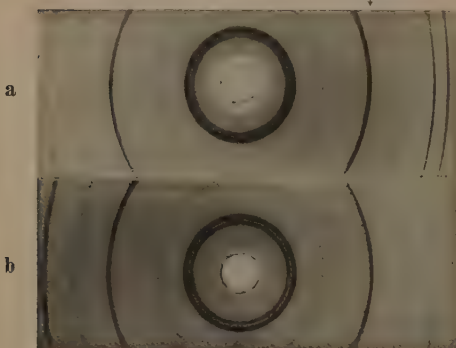


Abb. 9. Reinstaluminiumpulver, Kupferstrahlung 39 kV, 20 mA, Einfallswinkel  $\alpha = 21^\circ$ , Schwenkung  $\pm 5^\circ$ . a) divergentes Primärstrahlbündel, 0,2 mm Spaltweite, 45' belichtet; b) parallele Primärstrahlen, 0,5 mm  $\varnothing$ , 210' belichtet.

einem Thermostatkasten [6] untergebracht werden. Die asymmetrische Film Lage ist hier unbedingt notwendig.

#### Einige Meßergebnisse

In Abb. 8 sind zwei Aufnahmen der gleichen Probe (Aluminiumblech  $10 \times 10$  mm<sup>2</sup>, Reinheitsgrad 99,99 %) gegenübergestellt. Während die Probe

a) nicht bewegt worden war, wurde sie in b) gleichzeitig einer Rotations- und Translationsbewegung unterworfen, was sich stark auf die Zahl der Linien und auf ihre Ausbildung auswirkte. In Abb. 9 sind Diagramme einer planen Pulverschicht aus Aluminiumfeilicht wiedergegeben (Reinheitsgrad 99,99 %,  $500^\circ\text{C}$  im Vakuum gegläht, durch ein Sieb mit  $10^4$  Maschen pro cm<sup>2</sup> geschüttelt). Die Aufnahme 9a wurde mit divergierendem Strahl und einer Schlitzblende von 0,2 mm Weite in 45 Minuten, die Aufnahme 9b mit einem parallelen Strahlenbündel, das durch zwei 0,5 mm Rundblechen begrenzt war, in 210 Minuten durchgeführt. Die Probe wurde um den Einfallswinkel  $\alpha = 21^\circ$  um  $\pm 5^\circ$  geschwenkt, weshalb die symmetrischen Äste nicht gleich gut in Erscheinung treten. Auf der besser ausgebildeten Filmseite ( $\uparrow$  in Abb. 9) ist die Linienschärfe etwa so groß wie bei DEBYE-SCHERRER-Aufnahmen mit kleinem Präparatstächendurchmesser (z. B. 0,3 mm  $\varnothing$ ), wobei aber die Belichtungsdauer für DEBYE-SCHERRER-Aufnahmen erheblich größer sein muß als für die fokussierende Methode.

Eine Präzisionsaufnahme desselben Aluminiumfeilichts, das auch für Abb. 9 verwendet worden war, wurde mit Hilfe der Schirmflächen durchgeführt, wobei nacheinander auf jeder Filmhälfte in einer Zweifachfokussierung auf  $\varphi_1 = 8^\circ$  und  $\varphi_2 = 13^\circ$  fokussiert wurde. Die Schlitzweite betrug 0,1 mm. Um eine größere Zahl von Linien zu erhalten, wurde jeweils mit zwei Strahlenarten, mit der Kupfer-K- und mit der Chrom-K-Strahlung, je 1 Stunde belichtet. Die Temperatur wurde mittels des Thermostatkastens während der ganzen Zeit auf  $\pm 0,02^\circ\text{C}$  konstant gehalten. Die oben aufgeführten Fehlerquellen wurden durch eine sorgfältige Versuchsführung stark verringert, die Restanteile der Fehler durch eine graphische Extrapolation zu eliminieren versucht. Als Mittelwert aus zwei Messungen, die mit Hilfe der thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\beta = 23,4 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$  auf  $25^\circ\text{C}$  reduziert wurden, ergab sich

$$a = 4,041\,42 \pm 0,000\,09 \text{ kX.}$$

Die Meßergebnisse lassen sich voraussichtlich durch Verwendung mehrerer Präparate und mit einer größeren Kamera noch verbessern. Der bisher genaueste Wert für Reinstaluminium bei  $25^\circ\text{C}$  stammt von STRAUMANIS und beträgt  $4,041\,40 \pm 0,000\,05 \text{ kX}$ . Beide Werte wurden ohne Berücksichtigung einer Brechungskorrektur gewonnen.

#### Zusammenfassung

Zur Röntgenuntersuchung an größeren Probenkörpern wurden die Vorrichtungen für ein Verfahren zur Zweifach-Fokussierung (Weiterentwicklung des Verfahrens von BRAGG-BRENTANO) und für die Methode mit streifendem Ausfall beschrieben und die Beseitigung der Fehlerquellen sowie die Elimination der verbliebenen Restfehler behandelt. Diese Vorrichtung kann in einer der üblichen Zylinderkammern untergebracht werden. An einigen Aufnahmen von Blechen und von flächenhaften Pulverpräparaten werden die Anwendungsmöglichkeiten aufgezeigt. Außerdem ist die erreichbare Genauigkeit der mit der Zweifach-Fokussierung in einer 57 mm-Kammer erhaltenen Aufnahmen so gut, daß sie vergleichbar ist mit den besten aus der Literatur her bekannten Ergebnissen, die nach



em DEBYE-SCHERRER-Verfahren erzielt wurden. Die Gitterkonstante einer Pulverschicht aus Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99,99 % wurde für eine Temperatur von 25°C zu  $a = 4,04142 \pm 0,00009$  kX (ohne Berechnungskorrektur) ermittelt.

**Literatur.** [1] GENSAMER, M., J. F. ECKELS, u. F. M. WALTER: Trans. Amer. Soc. Steel Treat. 19, 599 (1931/32). — [2] STRAUMANIS, M. u. A. JEVINŠ: Naturwissenschaften 23,

833 (1935); Z. Physik 98, 461 (1936). — [3] BRAGG, W. H.: Proc. phys. Soc. Lond. 33, 222 (1921); BRENTANO, J. C. M.: Nature, Lond. 112, 652 (1923); Proc. phys. Soc. Lond. 47, 932 (1935). — [4] STEPHEN, R. A. u. R. J. BARNES: Nature, Lond. 136, 793 (1935); LEGRAND, C.: Bull. Soc. franç. Miner. 74, 20 (1951). — [5] HOFFERCGGE, CHR. u. H. WEYERER: Z. angew. Phys. 6, 419 (1954). — [6] WEYERER, H.: Z. angew. Phys. 7, 536 (1955).

Dr. H. WEYERER,

Physik.-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.

## Eine neue Auswertungsmethode der ebenen Spannungsoptik

VON HANS BUFLER

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. September 1955)

### Einleitung

Für die vollständige Ermittlung des Spannungszustandes in einem ebenen Modell auf optischem Weg geht man im allgemeinen vom Netz der Isochromaten (= Linien konstanter Hauptschubspannung) und dem Netz der Isoklinen (= Linien konstanter Hauptspannungsrichtung) aus. Bei Verwendung einfarbigen Lichtes erscheinen die Isochromaten als schwarze Linien, wobei zwischen der Isochromatenordnung  $\delta$  und der Hauptschubspannung  $\tau_H$  folgender Zusammenhang besteht:

$$\tau_H = \frac{S}{2} \frac{\delta}{t}. \quad (1)$$

S bedeutet dabei die spannungsoptische Konstante, die Modelldicke. Die Schubspannung  $\tau$  in einer Richtung, die mit der Hauptspannungsrichtung an der betrachteten Stelle den Winkel  $\varphi$  bildet, ist gegeben durch

$$\tau = \tau_H \cdot \sin 2\varphi. \quad (2)$$

Unter Zugrundelegung eines rechtwinkligen Koordinatensystems  $x, y$  lauten die Gleichgewichtsbedingungen am Element bekanntlich:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0 \quad (3a) \quad \text{und} \quad \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau}{\partial x} = 0. \quad (3b)$$

Integration von Gl. (3a) liefert:

$$\sigma_x = \sigma_{x0} - \int_{x=0}^x \frac{\partial \tau}{\partial y} dx. \quad (4)$$

Das gebräuchlichste Auswertungsverfahren längs einer Geraden ( $x$ -Achse) (s. [1] S. 262) beruht auf Gl. (4), welche man näherungsweise in folgender Form schreiben kann:

$$\sigma_x = \sigma_{x0} - \sum \frac{\Delta \tau}{\Delta y} \cdot \Delta x.$$

Die Größe  $\Delta \tau$  erhält man durch Bildung der Differenz der nach Gl. (2) mit Gl. (1) in den Hilfschnitten 0—0 bzw.  $u-u$  (s. Abb. 1) ermittelten Schubspannungen (*Shear-difference-method*). Legt man beide Hilfsschnitte sehr nahe zusammen, so unterscheiden sich die entsprechenden Schubspannungen nur sehr wenig und die Differenzbildung kann zu erheblichen Fehlern führen. Wählt man dagegen einen zu großen Abstand, so weicht der Differenzenquotient  $\frac{\Delta \tau}{\Delta y}$  zu stark vom

Differentialquotienten  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$  ab. Die im folgenden geschilderte Methode gestattet eine genaue Bestimmung von  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$ .

*Darstellung des partiellen Differentialquotienten einer Funktion zweier Veränderlicher durch Winkelfunktionen*

Die Funktion  $f = f(x, y)$  ( $x, y$  rechtwinklige Koordinaten) kann man graphisch darstellen entweder im  $x$ - $y$ -Koordinatensystem mit  $f$  als Parameter oder im  $x$ - $f$ -System mit  $y$  als Parameter oder im  $y$ - $f$ -System mit  $x$  als Parameter (s. Abb. 2).

Das totale Differential von  $f(x, y)$  lautet:

$$df = \frac{\partial f}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial f}{\partial y} \cdot dy.$$

Bewegt man sich auf einer

Kurve  $f = \text{const}$ , so wird  $df = 0$  und es folgt für diesen Fall:

$$\frac{\partial f}{\partial y} = - \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dy}.$$

Dabei ist  $\frac{dx}{dy} = \text{ctg } \alpha$  und  $\frac{\partial f}{\partial x} = \text{tg } \beta$ , wobei  $\alpha$  (bzw.  $\beta$ ) den Neigungswinkel der Tangente der Kurve  $f = \text{const}$

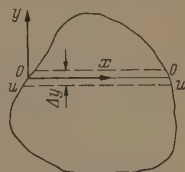


Abb. 1. Zum Schubspannungsdifferenzverfahren.

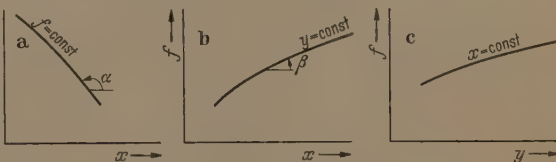


Abb. 2. Darstellung der Funktion  $f = f(x, y)$ .

(bzw. der Kurve  $y = \text{const}$ ) gegen die  $x$ -Achse bedeutet (s. Abb. 2). Somit kommt man zu folgendem Ausdruck:

$$\frac{\partial f}{\partial y} = - \text{tg } \beta \cdot \text{ctg } \alpha. \quad (5)$$

### Das neue Auswertungsverfahren

Die Ermittlung der Normalspannung  $\sigma_x$  längs eines Schnitts erfolgt nach Gl. (4). Die Genauigkeit des Ergebnisses hängt unmittelbar mit der Genauigkeit des Differentialquotienten  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$  zusammen. Aus





mittels Kompensation die halben Ordnungen, nötigenfalls auch die Viertelfordnungen aufzunehmen.

Das geschilderte Verfahren eignet sich nicht für eine Auswertung längs einer Symmetrieachse, da hier wegen  $\alpha_2 = 0$  und  $\beta_2 = 0$  (infolgedessen  $\operatorname{ctg} \alpha_2 = \infty$  und  $\operatorname{tg} \beta_2 = 0$ ) Gl. (7) einen unbestimmten Ausdruck liefert.

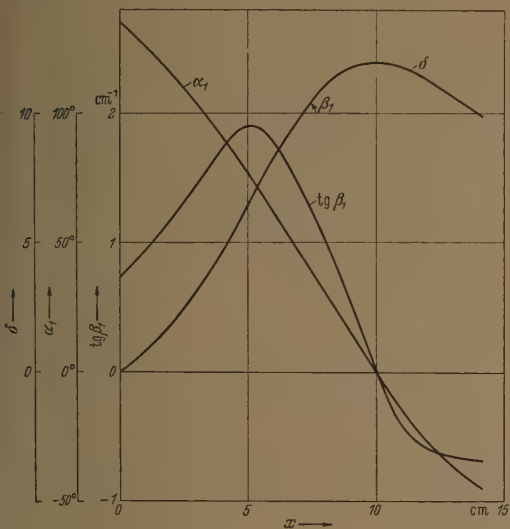


Abb. 7. Auswertungskurven für das Anwendungsbeispiel.

Sobald  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$  ermittelt ist, erhält man daraus durch graphische Integration gemäß Gl. (4) die Normalspannung  $\sigma_x$ . Nach Berechnung der Schubspannung  $\tau$  (Gl. 2 mit 1) läßt sich dann  $\sigma_y$  mittels der bekannten, aus dem MOHR'schen Spannungskreis ablesbaren Beziehungen gewinnen.

#### Ein Anwendungsbeispiel

Zur Prüfung der praktischen Brauchbarkeit von Gl. (7) wurde  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$  für die mit einer senkrechten Einzelast  $P$  beanspruchte unendliche Halbscheibe längs des in Abb. 5 gezeichneten Schnittes ( $x$ -Achse) theoretisch ermittelt und ein Vergleich mit dem Ergebnis der vorhin geschilderten Methode angestellt.

Der Elastizitätstheoretisch gewonnene Ausdruck, auf dessen Herleitung verzichtet wird, lautet:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = -\frac{P}{2\pi i} \left[ \xi \cdot \frac{-2a^3 - 2\sqrt{2}\xi^3 + 4a\xi^2 + 3\sqrt{2}a^2\xi}{\left(\frac{a^2}{2} + \xi^2\right)^3} \right]. \quad (8)$$

Die danach berechneten Werte sind für  $a = 10$  cm und  $\frac{t \cdot P}{S} = 50 \pi \text{ cm}^2$  als Kreuze in Abb. 8 eingetragen.

Abb. 6a und 6b geben das Isochromaten- und Isoklinennetz für unser Problem. Da es hier ausschließlich auf die Prüfung des Auswertverfahrens ankommt, wurden diejenigen Fehler im Resultat, die auf Abweichungen der Isoklinen und Isochromaten vom wirklichen Verlauf infolge Inhomogenität des beim spannungsoptischen Versuch verwendeten Modellwerkstoffs zurückzuführen sind, dadurch eliminiert, daß die theoretisch ermittelten Kurven (s. [2] S. 40) Verwendung fanden. Die Isochromaten sind hier bekanntlich Kreise durch den Angriffspunkt  $O$  der Kraft  $P$  mit den Mittelpunkten auf deren Wirkungslinie. Sie sind gezeichnet für ein Verhältnis von  $t \cdot P/S = 50 \pi \text{ cm}^2$ . Die Isoklinen sind Geraden durch  $O$ .

Die aus Abb. 6 abgelesenen Werte  $\delta, \alpha_1, \varphi, \alpha_2$  längs der  $x$ -Achse wurden in Abb. 7 aufgetragen, sowie die aus dem  $\delta$ - bzw.  $\varphi$ -Verlauf erhaltenen  $\operatorname{tg} \beta_1$ - bzw.

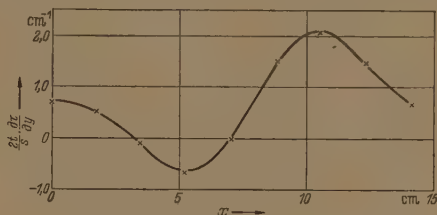


Abb. 8. Verlauf von  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$  für das Anwendungsbeispiel.

$\operatorname{tg} \beta_2$ -Kurven. Sodann wurde durch eine tabellarische Auswertung entsprechend Tab. 1 der Differentialquotient  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$  berechnet und in Abb. 8 als Funktion von  $x$  dargestellt (ausgezogene Kurve). Die nahezu vollkommene Übereinstimmung mit den theoretischen Werten zeigt die hohe Genauigkeit des graphischen Verfahrens. Zu bemerken ist noch, daß bei  $x = 10$  cm wegen  $\alpha_1 = 0$  ( $\operatorname{ctg} \alpha_1 = \infty$ ) sowie  $\beta_1 = 0$  ( $\operatorname{tg} \beta_1 = 0$ ) die Formel (7) einen unbestimmten Ausdruck liefert. Doch beeinträchtigt dieser Umstand das Zeichnen der Kurve keineswegs, da die Nachbarpunkte hinreichend genau bestimmt werden können. Die Anwendung der *Shear-difference-method* auf dieses Beispiel führt zu einem wesentlich ungenaueren Ergebnis.

Auf die Ermittlung von  $\sigma_x, \tau$  und  $\sigma_y$  sei verzichtet, da dies in üblicher Weise geschieht.

#### Zusammenfassung

Es wird eine neue Methode besprochen, die zur Auswertung ebener Spannungszustände mit den Mitteln der Spannungsoptik dient. Man geht dabei vom Isochromaten- und Isoklinennetz aus. An Hand eines Beispiels wird die Anwendung erläutert und durch einen Vergleich mit der strengen Lösung die gute Brauchbarkeit des Verfahrens gezeigt.

Literatur. [1] FROCHT, M. M.: „Photoelasticity“ Bd. 1, John Wiley and sons, Inc., New York (1941). — [2] FROCHT, M. M.: „Photoelasticity“ Bd. 2, John Wiley and sons, Inc., London (1948).

Dr.-Ing. HANS BUFLER,  
Institut für Techn. Mechanik,  
T. H. München.

Berichte

Die photoelektrische Registrierung von RAMAN-Spektren

Von JOSEF BRANDMÜLLER und HERIBERT MOSER, München

(Fortsetzung und Schluß aus Heft 2)

VI. Der Sekundärelektronenvervielfacher (SEV).

Bei der photoelektrischen Registrierung von RAMAN-Spektren werden als Lichtempfänger ausschließlich SEV verwendet. Ausschlaggebend für diese Bevorzugung gegenüber Photozellenanordnungen mit Elektrometerv Verstärkung sind die charakteristischen Eigenschaften des SEV:

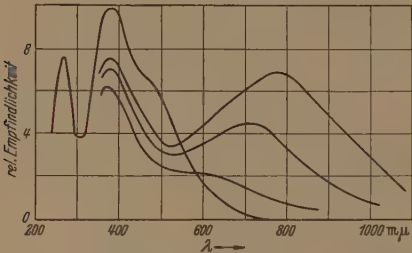


Abb. 13. a) Spektrale Empfindlichkeitskurven verschiedener CsO<sub>2</sub>-Cs-Schichten.

1. seine für die RAMAN-Spektroskopie günstige spektrale Empfindlichkeit,
2. seine ausgezeichneten Verstärkereigenschaften,
3. der geringe Dunkelstrom und
4. die Linearität zwischen Lichtleistung und Anodenstrom innerhalb weiter Grenzen.

1. Die spektrale Empfindlichkeit

Die spektrale Empfindlichkeit wird durch die Art der Photokathodenschicht bestimmt. Dabei müssen bei den z. Zt. industriell hergestellten SEV

zwei Arten der Photokathode unterschieden werden: Eine davon ist die sog. *Schichtkathode*, eine Alkali-Kathode mit Zwischenschicht (meist Cs—CsO<sub>2</sub>—CS auf Ag-Träger). Hier kann — das ist der Vorteil dieser Kathodenart — die spektrale Empfindlichkeit durch das Herstellungsverfahren in weiten Grenzen variiert werden. Abb. 13a zeigt nach Messungen von MAURER [61] solche spektralen Empfindlichkeitskurven. Die Nachteile der Schichtkathoden sind: Es ist schwierig über die ganze Kathodenfläche gleichmäßig empfindliche Schichten herzustellen, außerdem verändert sich die Schicht im Betrieb und bei starker Lichteinwirkung; dazu kommt noch eine relativ große thermische Emission, besonders im roten Spektralgebiet.

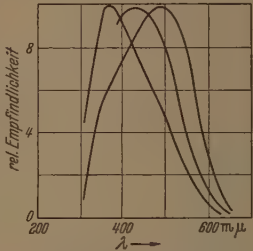


Abb. 13. b) Spektrale Empfindlichkeitskurven verschiedener Cs-Sb-Schichten.

Für die spektroskopische Praxis (und insb. die RAMAN-Spektroskopie) haben sich deshalb in der Fertigung mehr die *Legierungskathoden* durchgesetzt; diese bestehen meist aus einer Alkali-Antimon-Legierung, die durch Bedampfen von Antimonschichten mit Cs oder Li und nachfolgender Wärmeformierung hergestellt werden. In Abb. 13b ist nach SCHÄETTI [62] und den Prospekten der RCA (Radio Corporation of America) die spektrale Empfindlichkeitskurve

Tabelle 3. Auswahl handelsüblicher SEV-Typen.

(Die angegebenen Daten sind der Arbeit von GLASER [63] bzw. Firmenprospekten entnommen.)

Hersteller	Typ	Größe der Kathode	Schicht der Kathode	Kathoden-Empfindlichkeit (μA/lumen)	langwellige Grenze der Empfindlichkeit (mμ)	Dunkelstrom der Photokathode (Amp.)	Stufenzahl	Schicht der Dynoden	Max. Verstärkung	Max. Ges. Spannung (Volt)
Deutsche Fernseh AG	FS 9	350 mm <sup>2</sup>	?	> 30	600	10 <sup>-12</sup>	9	?	10 <sup>5</sup>	1150
Dumont	6291	700 mm <sup>2</sup> *)	?	60	600	< 10 <sup>-13</sup>	10	Ag—Mg	10 <sup>6</sup>	2100
E. M. I.	6094	50 mm <sup>2</sup>	Sb-Cs	30	650	< 10 <sup>-15</sup>	11	Sb-Cs	10 <sup>7</sup>	2200
	6731	50 mm <sup>2</sup>	Sb-Cs	10	650	< 10 <sup>-14</sup>	14	Sb-Cs	5 · 10 <sup>6</sup>	2500
	6446	700 mm <sup>2</sup>	Sb-Cs	10	650	< 10 <sup>-13</sup>	14	Sb-Cs	5 · 10 <sup>7</sup>	2500
Maurer	Vp A 72 e	10 × 7 mm	CsO <sub>2</sub> -Cs	25	1250	< 10 <sup>-9</sup>	8	CsO <sub>2</sub> -Cs	10 <sup>5</sup>	1200
	Vp A 72 d	10 × 7 mm	CsO <sub>2</sub> -Cs	15	1150	< 5 · 10 <sup>-11</sup>	8	CsO <sub>2</sub> -Cs	10 <sup>5</sup>	1400
	Vp J 69	10 × 7 mm	Sb-Cs	20	800	< 5 · 10 <sup>-14</sup>	11	Sb-Cs	5 · 10 <sup>6</sup>	2200
RCA	931 A	8 × 8 mm	Sb-Cs	20	620	< 10 <sup>-13</sup>	9	Sb-Cs	10 <sup>7</sup>	1250
	1 P 21	8 × 8 mm	Sb-Cs	40	620	< 10 <sup>-13</sup>	9	Sb-Cs	2 · 10 <sup>7</sup>	1250
	1 P 22	8 × 8 mm	Sb-Cs	3	800	< 10 <sup>-12</sup>	9	Sb-Cs	10 <sup>6</sup>	1250
	1 P 28	8 × 8 mm	Sb-Cs	20	700	< 10 <sup>-13</sup>	9	Sb-Cs	10 <sup>7</sup>	1250
	5819	700 mm <sup>2</sup>	Sb-Cs	40	640	< 10 <sup>-13</sup>	10	Sb-Cs	6 · 10 <sup>6</sup>	1250
Schaetti	82	800 mm <sup>2</sup>	Sb-Li	12	580	< 10 <sup>-16</sup>	17	Cu-Be	10 <sup>8</sup>	4000
	83	800 mm <sup>2</sup>	Sb-Cs	50—100	700	< 10 <sup>-16</sup>	17	Cu-Be	10 <sup>9</sup>	4000

\*) Diese SEV sind in gleicher Bauart mit verschiedener Kathodengröße erhältlich.



solcher Schichten dargestellt. Der kleine Spektralbereich um 4200 Å liegt sehr günstig für die gebräuchlichen Quecksilbererregelinien des RAMAN-Spektrums. Dazu kommen als Vorteile gegenüber der Schichtkathode eine größere Empfindlichkeit (s. Tab. 3) und vor allem eine wesentlich kleinere thermische Emission.

## 2. Verstärkereigenschaften

Die Verstärkereigenschaften des SEV sind durch die sekundäremittierenden (Dynoden)-Schichten, die Elektronenoptik, die angelegte Spannung und die Stufenzahl gegeben.

Auch bei den Dynodenschichten haben wir heute die Wahl zwischen CsO<sub>2</sub>-Cs-Schichten und SbCs-Legierungen.

Vor- und Nachteile liegen hier fast ebenso wie

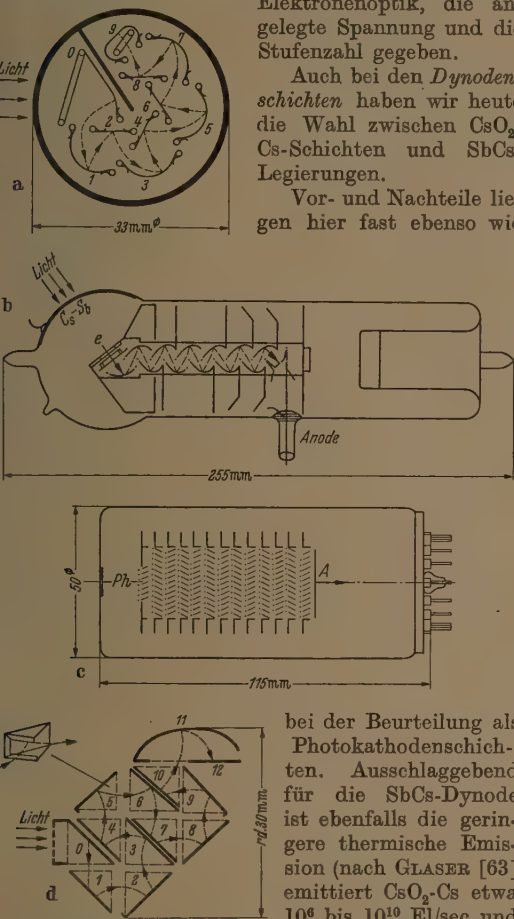


Abb. 14. Elektrodenanordnung bei SEV:  
a) Schaufelektroden (RCA);  
b) Schaufelektroden (SCHAETZ);  
c) Jalousielektroden (E. M. I.);  
d) Torelektroden (MAURER).

Neuerdings werden bei Neuentwicklungen Lieferungs dynoden von Ag u. 3–5% Mg und Cu u. 2% Be verwendet. Diese Schichten haben den Vorzug sehr geringer thermischer Emission und lassen dabei noch alle Gettersubstanzen zu, was bei den empfindlichen Sb-Cs-Schichten mit großen Schwierigkeiten verbunden ist.

Die Frage, ob die Elektronen durch elektrische oder magnetische Felder geführt werden sollen, ist aus apparativen Gründen für die elektrischen Felder entschieden worden. Die einzelnen Dynoden haben gegen die Photokathode ein steigendes Potential und die einzelnen SEV unterscheiden sich nur noch

durch die geometrische Anordnung der Kathode, der Dynoden und der Anode zueinander. In Abb. 14 sind die Elektrodenanordnungen der an RAMAN-Apparaturen verwendeten SEV zusammengestellt: Die meist benutzten Elektroden sind die Schaufelektroden [SEV der RCA und von SCHAETZ (ETH Zürich)]; dabei wird durch das elektrische Feld der besonders geformten Elektroden der Elektronenstrom auf die nächste Elektrode fokussiert und von da weitergeleitet. Der elektronenoptische Wirkungsgrad solcher Anordnungen ist etwa 0,8–0,9.

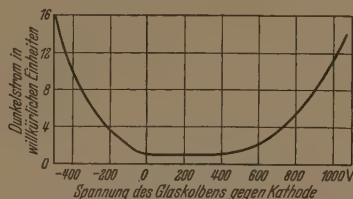


Abb. 15. Einfluß des Potentials des SEV-Glaskolbens auf die Größe des Dunkelstroms (nach TAYLOR [66]).

Eine Zwischenform der Schaufel- und der älteren WEISSschen [64] Netzelektrodenanordnung bildet der SEV der E. M. I. (Research Laboratories Hayes, England), bei denen mittels der sekundäremittierenden Leitschaufeln die Elektronen fortgeführt und mittels eines dünnen weitmaschigen Drahtnetzes am Rückfall gehindert werden.

Eine dritte Gruppe bilden die Torelektroden (MAURER, Neuffen, Wttbg.), eine Fortführung der von FARNWORTH [65] entwickelten Kastenelektroden. Die Elektronen gelangen hier vor dem Auftreffen bereits in ein Gegen-Absaugfeld, das durch das „Tor“ am Eingang der Elektrode hergestellt wird. Diese Elektroden haben den höchsten elektronenoptischen Wirkungsgrad (0,95) und lassen sich in gedrängtester Bauweise ausführen.

Zur Erzielung einer definierten Elektronenoptik ist auch ein definiertes Potential des Glaskolbens notwendig. Eine Änderung dieses Potentials kann die Elektronenführung, die ja nur durch Spannungen von 50–100 V zwischen den Stufen geregelt wird, völlig verschieben.

TAYLOR [66] und MARRINAN [67] haben an RCA-Röhren gefunden, daß insbesondere der Dunkelstrom erheblich vom Potential des Glaskolbens abhängt. Abb. 15 ist der Arbeit von TAYLOR entnommen. BOCK und PREUSS<sup>1</sup> konnten durch Versuche an vielen RCA-SEV feststellen, daß im Gegensatz zur Annahme TAYLORS und MARRINANS das Optimum des Verhältnisses Dunkelstrom zu Signalstrom nicht bei Kathodenpotential, sondern individuell verschieden bei den einzelnen Röhren zu suchen ist. Zum Glück stellt sich durch Kriechströme meist von selbst ein günstiges Potential am Glaskolben ein, doch können

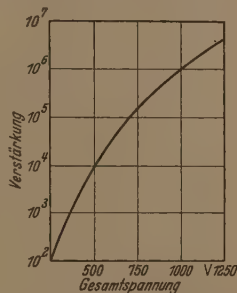


Abb. 16. Abhängigkeit der Verstärkung von der Gesamtspannung beim SEV RCA-931 A (nach ENGSTROM [68]).

<sup>1</sup> Vorgetragen auf dem Colloquium für RAMAN-Spektroskopie, Stuttgart, März 1955.

Feuchtigkeitsschwankungen hier unreproduzierbare Verhältnisse schaffen. Es ist daher besser, die Glas-hülle mit einem leitenden Anstrich zu versehen, der mittels eines Potentiometers auf das günstigste Potential gebracht werden kann.

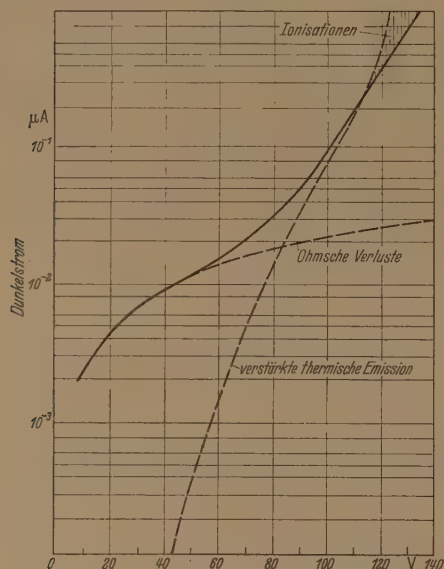


Abb. 17. Dunkelstrom der SEV (nach ENGSTRÖM [68]).

In Abb. 16 ist die Abhängigkeit der Verstärkung des SEV von der Gesamtspannung dargestellt. Da bei hohen Spannungen (s. Abb. 17) der Dunkelstrom und dessen Schwankungen sehr stark ansteigen, muß man also, soweit es verstärkungsmäßig zu-

stärkers erfolgen. Eine Ausnahme bilden die Spannungen der letzten Stufen am SEV: hier soll eine höhere Spannung angelegt werden, um Raumladungen zu vermeiden.

Die Spannungsstabilität muß nach Abb. 16 um etwa eine Zehnerpotenz besser sein, als die geforderte Stabilität des Anodenstromes bei konstanter Lichtleistung. Im allg. wird für die RAMAN-Spektroskopie mit ihrer bestenfalls auf 1% konstanten Lichtquelle eine Konstanz von 1/100 des Anodenstromes bei konstanter Belichtung als ausreichend erachtet. Damit muß die Versorgungsspannung auf  $10^{-4}$  der Gesamtspannung stabilisiert werden. Reine Glimmlampenstabilisatoren scheiden wegen der stets auftretenden spontanen Entladungsschwankungen aus. Röhrenstabilisierungen verschiedenster Bauart arbeiten hier zuverlässiger. ROBERT [18] benützt Batterien. HEIGL u. M. [9] stellen fest, daß ihr Stabilisator besser als eine vorher von ihnen benutzte Batterie die Spannung konstant hält. Die amerikanischen Autoren (z. B. [9], [16]) arbeiten meist mit kommerziellen Netzgeräten, deren Konstanz zwischen  $1 \cdot 10^{-4}$  u.  $5 \cdot 10^{-4}$  schwankt. Die Verff. verwenden einen von BURKHARDT [69] entwickelten und jetzt von der Fa. A. KNOTT, München, lieferbaren Stabilisator mit einer Glimmlampenvorstufe und einer Röhrendstufe in Durchgriffschaltung (Abb. 18). Diese Art der Röhrenstabilisierung ermöglicht das positive Ende des Ausgangswiderstandes zu erden. Außerdem können Eingangsspannungsschwankungen theoretisch beliebig genau kompensiert werden. Die Vorstabilisierung ist notwendig um nicht zu große und nicht mehr einwandfreie abgleichbare Anodenspannungsänderungen an der Röhre zu bekommen. Der relativ hohe Innenwiderstand (ca. 25 kΩ) fällt wegen der geringen Stromentnahme des SEV nicht ins Gewicht. Der Stabilisator muß genau an den Spannungsteiler des SEV angepaßt werden. Die Größe des Spannungsteilers ist dabei so zu bemessen, daß durch den entnommenen Anodenstrom der Röhre kein merklicher Spannungsabfall eintritt. Es würde sonst die Verstärkung von der entnommenen Stromstärke abhängen und damit die Linearität in Frage gestellt sein. Bei den geringen Anodenströmen unter  $1 \mu A$  ist ein Spannungsteiler von ca. 1 MΩ bei 10 Stufen ausreichend. Dabei müssen die Widerstände temperaturkonstant sein. Arbeitet man mit verringertem Rauschen (z. B. durch Kühlung), so werden an die Stabilisation erhöhte Anforderungen gestellt.

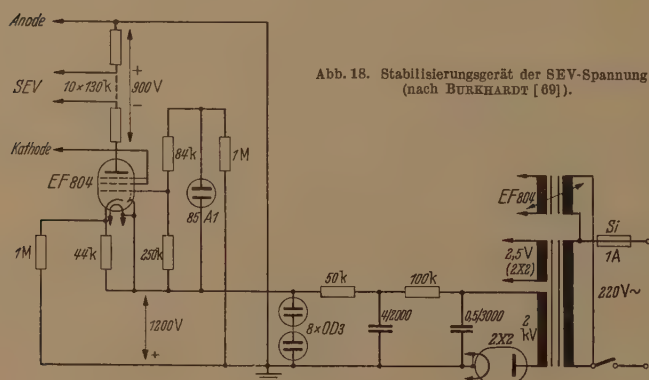


Abb. 18. Stabilisierungsgerät der SEV-Spannung (nach BURKHARDT [69]).

lässig ist, eine möglichst niedere Spannung verwenden und diese Spannung so stabilisieren, bis die von den verbleibenden Spannungsschwankungen herrührenden Anodenstromschwankungen kleiner als die Dunkelstrom- und sonstigen statistischen Schwankungen sind. So arbeiten z. B. STAMM u. SALZMAN [17], HEIGL u. M. [9] und WHITE u. M. [22] mit 50 bzw. 40 Volt/Stufe gegenüber einer Normalspannung von 90–100 Volt/Stufe. Die Regelung der Empfindlichkeit sollte aus diesem Grunde stets primär mit der SEV-Spannung, nicht am Ausgang des Ver-

### 3. Der Dunkelstrom und das Rauschen des SEV

Das Kernproblem der Verwendung von SEV für die RAMAN-Spektroskopie mit ihren kleinen Lichtleistungen ist der Dunkelstrom und dessen Schwankungen. Der Dunkelstrom enthält 3 Anteile (Abbildung 17): der *Isolationsstrom* bleibt völlig konstant, so lange die äußeren Bedingungen, wie z. B. die Raumfeuchtigkeit konstant bleiben. Dies wurde von FRUHLING [12] und den Verff. durch Paraffinieren des Röhrensockels und der Fassung mit allen An-



schlüssen erreicht. Bei hohen Spannungen treten *emissionsströme* auf, die leicht die Schichten der Röhre zerstören und zu einer Glimmentladung führen können. Durch entsprechende Verminderung der Spannung lassen sie sich völlig vermeiden. Eine wirkliche Begrenzung der Leistungsfähigkeit eines SEV gibt jedoch der Dunkelstrom, welcher durch die *thermische Emission* der Photokathode verursacht wird. (Dazu käme noch die thermische Emission der Dynoden; dieser Anteil ist jedoch infolge der geringeren Vervielfachung bis zur Anode meist zu vernachlässigen). Zusammen mit dem Rauschen der Photoemission ergibt sich für das mittlere Schwankungsquadrat des Anodenstromes in erster Näherung [68]:

$$\overline{\Delta i^2} = 2 e \cdot V \cdot \Delta f \cdot J. \quad (9)$$

Dabei ist  $e$  die Elementarladung,  $V$  die Gesamtverstärkung,  $\Delta f$  die Frequenzbandbreite und  $J$  der Anodenstrom.

Der Anodenstrom setzt sich aus den verstärkten photo- und thermisch-emittierten Anteilen zusammen:  $J = J_{ph} + i_{th}$ . Die Grenze der noch nachweisbaren Lichtleistung ist gegeben, wenn das Signal-Rausch-Verhältnis gleich 1 ist, wenn also

$$S^2 = \frac{(V \cdot i_{ph})^2}{\overline{\Delta i^2}} = \frac{i_{ph}}{i_{ph} + i_{th}} \cdot \frac{1}{2 e \Delta f} = 1 \quad (10)$$

st.

(Zahlenbeispiel für die Leistung eines SEV, Typ RCA 931 A:  $i_{th}$  bei  $20^\circ\text{C} = 10^{-14}$  A, daraus ergibt sich die Grenze des beobachtbaren Photostroms zu  $10^{-17}$  A, was bei einer Kathodenempfindlichkeit von  $20 \mu\text{A/Lm}$  einer Lichtleistung von  $2 \cdot 10^{-12}$  Lm entspricht.)

Die Gleichung (10) ist die Schlüsselbeziehung für die Anwendung des SEV bei so geringen Lichtleistungen, wie sie in der RAMAN-Spektroskopie zur Verfügung stehen. Mittels dieser Beziehung läßt sich zeigen, daß der SEV allen anderen photoelektrischen Anordnungen (z. B. Photozelle mit Verstärker) an Leistungsfähigkeit überlegen ist, weil zum Schroteffekt der Photokathode kein weiteres wesentliches Rauschen (z. B. von Röhren oder Widerständen) hinzukommt. Eine ausführliche Diskussion darüber ist z. B. von FUJITA [70] durchgeführt worden. Andererseits können anhand der Beziehung (10) die Wege verfolgt werden, die man in der photoelektrischen RAMAN-Spektroskopie zur verbesserten Beobachtung geringster Lichtleistungen mit SEV einschlagen hat. Die Möglichkeiten sind beschränkt auf

- a) eine Erhöhung der Lichtempfindlichkeit der Photokathode,
- b) eine Verminderung der Frequenzbandbreite und
- c) eine Verminderung der thermischen Emission durch Kühlung.

Zu a) Bei allen heute angebotenen SEV ist die Lichtempfindlichkeit der Photokathode in der gleichen Größenordnung.

Zu b) Die hierzu gehörenden Fragen sollen im Abschnitt IX erörtert werden.

Zu c) Durch Kühlung der elektronenemittierenden Schichten läßt sich eine beträchtliche Abnahme

der thermischen Emission erreichen, da für sie gilt:

$$i_{th} = A T^2 e^{-\frac{B}{kT}}; T = \text{abs. Temp.}, A \text{ u. } B = \text{Konstanten}, k = \text{BOLTZMAN-Konstante}.$$

ENGSTROM [68] hat die Abnahme des Rauschens zusammen mit dem Dunkelstrom im Intervall von Zimmertemperatur bis zur Temperatur des flüssigen Sauerstoffes gemessen (Abb. 19). Er zeigte auch, daß durch die Kühlung keine Änderung der Lichtempfindlichkeit eintritt. Diese Ergebnisse wurden von MARRINAN [67] bestätigt.

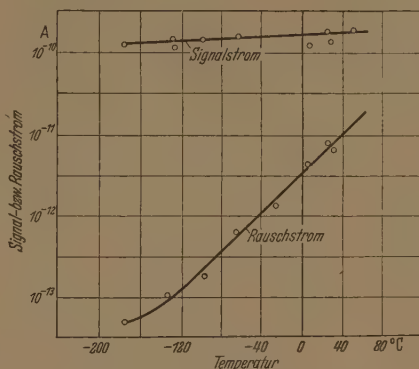


Abb. 19. Signal- und Rauschstrom der SEV bei Kühlung (RCA 1 P 21, Zeitkonstante 1, 8 sec).

Es scheint also empfehlenswert, sämtliche RAMAN-Apparaturen mit einer Kühlung des SEV auszurüsten, da doch nach Abb. 19 eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses um den Faktor 100 zu erwarten wäre. Indessen ist jedoch auch mit dem Photo-(Signal)-Strom, den man an einen RAMAN-Spektrographen erwarten kann, ein Rauschen verknüpft, hervorgerufen durch die statistischen Schwankungen der Photoemission, das viel größer ist, als das Rauschen des Dunkelstroms bei der Temperatur des flüssigen Sauerstoffes.

Nimmt man an, daß bei Raumtemperatur  $i_{th1} \gg i_{ph}$ , dagegen bei tiefer Temperatur  $i_{th2} \ll i_{ph}$ , so läßt sich der Gewinn am Signal-Rausch-Verhältnis abschätzen:

$$\text{für Raumtemperatur ist } S_1 = \left[ \frac{i_{ph}^2}{i_{th1} \cdot 2 e \Delta f} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

$$\text{für tiefe Temperatur ist } S_2 = \left[ \frac{i_{ph}^2}{2 e \Delta f} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

$$\text{so daß } \frac{S_2}{S_1} = \left[ \frac{i_{th1}}{i_{ph}} \right]^{1/2} \quad (13)$$

oder wenn  $i_{ph}$  aus Gl. (12) substituiert wird:

$$\frac{S_2}{S_1} = \left[ \frac{i_{ph1}}{2 e \Delta f} \right]^{1/4} \frac{1}{S_1^{1/2}}. \quad (14)$$

Aus Gl. (13) folgt, daß der Gewinn vom Verhältnis des Dunkelstroms zu Photostrom bei Raumtemperatur abhängt. MARRINAN [67], der das Problem ausführlich diskutiert, findet in Übereinstimmung mit dem Experiment, daß bei RAMAN-Spektren durch Kühlung ein Gewinnfaktor von etwa 5 erreicht werden kann. Er weist aber darauf hin, daß es genügt, das Dunkelstromrauschen unter die Größe des „Licht-rauschens“ zu bringen, was im allgemeinen bei der

Temperatur des festen  $\text{CO}_2$  erreicht ist. KEMP u. M. [31] stellten fest, daß mit den modernen SEV und der Torontolampe als Lichtquelle, bei normalem Betrieb, Dunkelstrom und Lichtauschen schon bei Zimmertemperatur von gleicher Größenanordnung sind.

Nach diesen Überlegungen ist es nicht verwunderlich, daß viele Autoren auf Kühlung verzichten.

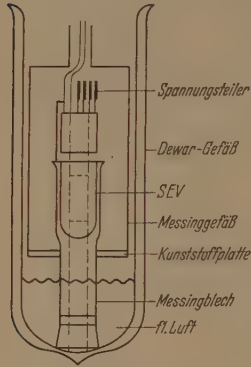


Abb. 20.  
Kühlungsanordnung eines SEV  
(nach MARRINAN [67]).

Die technischen Schwierigkeiten lohnen meist nicht den Gewinn, der ja ohnedies auch durch eine Verkleinerung der Frequenzbandbreite [s. Gl. (9) u. (10)], also durch eine Verminderung der Registriergeschwindigkeit erzielt werden kann (STAMM u. M. [16], die eine umfangreiche Kühlanlage bereits aufgebaut hatten, verzichteten auf Kühlung, nachdem sie einen besseren SEV zur Verfügung hatten).

Die Schwierigkeiten im

Aufbau einer solchen Kühl-

anlage liegen einerseits im Anbringen der Licht-einlaßfenster, die thermisch von der Kühlung isoliert sein müssen, um nicht zu beschlagen, dabei aber noch das verfügbare Licht vermindern, andererseits in den Durchführungen der Hochspannung für den SEV, die durch Kondenswasser stets gefährdet sind.

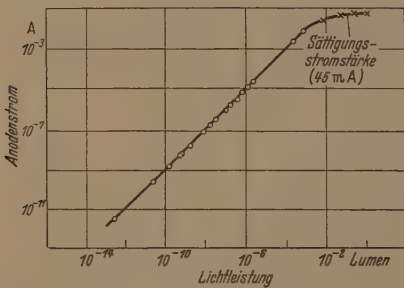


Abb. 21. Linearität der Lichtleistung zum Anodenstrom beim SEV  
(nach ENGSTROM [68]).

Einzelheiten über solche Anlagen haben, soweit den Verff. bekannt, beschrieben: HEIGL u. M. [9], STAMM u. M. [16], LUTHER u. BERGMANN [14], RANK u. M. [5], MARRINAN [67] und WHITE u. M. [22]. Abb. 20 zeigt als Beispiel die relativ einfache Anordnung von MARRINAN für einen RCA-SEV: Ein Messingblech liegt eng am Glaskolben des SEV und taucht durch einen Ring aus Kunststoff in das Kühlmittel. Konzentrisch dazu ist ein weiteres geschlossenes Messinggefäß, das vorne ein Fenster und oben eine Öffnung zum Herausführen der elektrischen Zuleitung besitzt. Im Dewargefäß mit einem vor der Versilberung ausgesparten Fenster zur Photokathode befindet sich die flüssige Luft. Die langsame Verdunstung ergibt einen an dem Messinggefäß vorbeistreichenden Luftstrom, der verhindert, daß feuchte Luft von außen eintritt und am Fenster kondensiert. Durch das abgekühlte Messinggefäß kondensiert auch

kein Wasser an den Zuleitungen. In 20 Minuten ist die Röhre abgekühlt und nach 3 Stunden muß neues Kühlmittel hinzugegeben werden.

#### 4. Die Linearität

Von entscheidender Bedeutung für die Verwendung der photoelektrischen Registrierung bei quantitativer Ausmessung von RAMAN-Linien ist die Linearität zwischen eingestrahelter Lichtleistung und Anodenstrom. In der Literatur finden sich darüber zahlreiche Angaben, z. B. [68], [71]. Die amerikanischen Autoren finden übereinstimmend bei einer Anodenstromentnahme  $< 1 \mu\text{A}$  völlige Linearität zwischen Lichtleistung und Anodenstrom. Bei größeren Stromstärken tritt zwar Ermüdung ein, ENGSTROM [68] konnte jedoch durch kurzzeitige Belichtung Proportionalität bis  $10^{-3} \text{ A}$  auf 3 % genau nachweisen (Abb. 21). Dem gegenüber fanden KORTÜM u. MATER [72] bei RCA-SEV Abweichungen von der Linearität bis zu 50 %. Leider fehlen hier zum Vergleich quantitative Angaben über die entnommene Stromstärke und die Zeit der Belichtung.

Die Verff. haben in eigenen Messungen [73] die Linearität der verwendeten SEV bei verschiedenen Wellenlängen im Intensitätsintervall  $1:10^4$  geprüft. Das Ergebnis war, daß im Meßbereich  $10^{-10} - 10^{-6} \text{ A}$  bei einer Meßgenauigkeit von 1,5 % keine Abweichung auch bei Belichtungen bis zu 6 Stunden zu finden war. Bei höheren Stromstärken findet man meßbare zeitlich abhängige Ermüdungen. Die Erholung geht nach intensiver Bestrahlung nur sehr langsam zur ursprünglichen Empfindlichkeit zurück. Den RCA-SEV sollen also keine größeren Ströme als  $1 \mu\text{A}$  entnommen werden, wenn die Linearität gewahrt bleiben soll. Selbst wenn man diese obere Grenze der Stromentnahme einhält, läßt sich bei Zimmertemperatur noch ein Lichtleistungsintervall von 4–5 Zehnerpotenzen ausnützen. Dies ist für die RAMAN-Spektroskopie mit ihren großen Intensitätsunterschieden der Linien untereinander ein entscheidender Vorteil gegenüber der photographischen Registrierung.

Zur Übersicht sind in Tab. 3 die wichtigsten Daten der SEV zusammengestellt, welche bei RAMAN-Apparaturen Verwendung finden oder finden können. Einen Vergleich hat MARRINAN [67] zwischen einem RCA-SEV 1 P 21 und einem E. M. I. SEV VX 5031 durchgeführt, mit dem Ergebnis, daß beide etwa gleich viel leisten, in mancher Hinsicht aber der RCA-SEV praktischer zum Einbau sei.

Bei allen solchen Leistungsangaben handelt es sich stets nur um Richtwerte. SEV sind noch ausgesprochene Individuen. Die Verff. haben festgestellt, daß das Verhältnis der Empfindlichkeit zur Dunkelstromschwankung, also die Güte der Röhre, oft um 1 bis 2 Zehnerpotenzen schwankt. Schlechte 1 P 21 sind oft weniger gut als ausgesuchte 931 A. Allerdings konnte unter vielen Röhren 1 P 21 auch eine gefunden werden, die gegenüber der besten 931 A einen Gütegewinn vom Faktor 40 hatte, hauptsächlich hervorgerufen durch einen wesentlich geringeren Dunkelstrom. Es wird deshalb in fast sämtlichen Arbeiten über photoelektrische RAMAN-Apparaturen angegeben, daß als SEV eine „ausgesuchte“ Röhre verwendet wird.





b) *Wechselstromverstärker.* Der zu verstärkende Anodenstrom muß hier durch Wechsellicht erzeugt werden. Entweder benutzt man wie LUTHER u. M. [14] oder MARRINAN und SHEPPARD [20] einen wechselstrombetriebenen Brenner oder das Gleichlicht wird durch einen Licht-Zerhacker in Wechsellicht beliebiger Frequenz verwandelt. Die zweite Methode hat den Vorteil, daß man die stets irgendwie störende Netzfrequenz wegfiltern kann. Die verwendeten Verstärker bestehen dann meist aus einem engen Frequenzfilter für die Frequenz des Lichtsignals und darauf folgenden Verstärkungsstufen.

LUTHER u. M. führen den Ausgangsstrom des SEV über 5 M $\Omega$  an einen vierstufigen Vorverstärker. Die Bandbreite wird nur grob nach unten und oben begrenzt und im Ausgang durch einen LC-Kreis eingengt. Das verstärkte 100 Hz-Signal mit allen Rauschfrequenzen wird in Gegenkopplung an die Gitter zweier Röhrenkanäle gelegt. Den entsprechenden Kathoden wird eine Gleichtakthilfsspannung von 100 Hz zugeführt. Während alle Rauschspan-

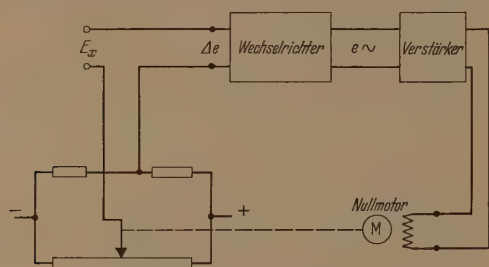


Abb. 23. Schaltschema eines Potentiometerschreibers.

nungen in beiden Zweigen gleichmäßig verstärkt werden, wird die Amplitude des 100 Hz-Signals in einem Zweig vergrößert, im anderen verkleinert. Nach Gleichrichtung wird die Spannungsdifferenz registriert. Die einstellbaren Zeitkonstanten des Verstärkers sind 2,4, 4,5 und 6,6 sec. Die Linearität der Anzeige ist gewährleistet.

In den industriellen Geräten sind größtenteils Wechselstromverstärker eingebaut. Auch hier wird das Licht, durch einen rotierenden Sektor zerhackt, dem Verstärker zugeführt. Die HILGER- & WATTS-Ltd. Apparat besitzt zum Ausgleich von Schwankungen in der Lichtquellenintensität ein automatisches Kompensationsgerät für das Erregerlicht, so daß die Aufzeichnung das Verhältnis des Hauptsignals zum Signal dieses Kompensationsgeräts darstellt.

## 2. Der Schreiber

Der Schreiber kann entweder ein nach dem Ausschlagsverfahren arbeitender Schreiber oder ein Potentiometerschreiber sein. In älteren Arbeiten (RANK u. WIEGAND [5], FRUHLING [12]) werden auch noch photographisch registrierende Galvanometerschreiber mit Lichtzeiger verwendet. Ihr großer Nachteil, das Meßergebnis erst nach umständlich photographischer Behandlung zu sehen, könnte durch die neuere Entwicklung auf dem Gebiet photographischer Schreibverfahren mit sofort sichtbaren und bleibenden Lichtspuren (STABE [76]) behoben werden.

Der nach dem Ausschlagsverfahren arbeitende Tintenschreiber, wie er von LUTHER u. M. [14],

MARRINAN u. SHEPPARD [20] und den Verff. verwendet wird, ist im Aufbau einfacher und deshalb billiger als ein Potentiometerschreiber, hat jedoch entscheidende Nachteile: die Genauigkeit ist durch die Papierreibung begrenzt, die Einstellung relativ langsamer, die Temperaturfehler übersteigen oft die Klassengenauigkeit des Systems. Vor allem aber ist die Papierbreite auf etwa 10 cm begrenzt, was die Ablesegenauigkeit stark herabdrückt.

Der Potentiometerschreiber vermeidet diese Nachteile. Meist arbeitet er nach dem in Abb. 23 dargestellten Schaltschema: Die zu messende Spannung wird mit der Diagonalspannung (Kompensationsspannung) einer WHEATSTONESchen Brücke verglichen. Weichen beide Spannungen voneinander ab, so entsteht eine Differenzgleichspannung. Diese Differenzspannung wird, meist wechselgerichtet und stark verstärkt, dem Nullmotor zugeführt, der nur am Potentiometer solange regelt, bis Meßspannung und Kompensationsspannung wieder gleich sind. Die Genauigkeit ist also allein durch die Güte des Potentiometers gegeben; die Stellung des Potentiometers kann auf beliebigen Papierbreiten sichtbar gemacht und Temperatur- oder ähnliche Einflüsse können leicht ausgeschaltet werden. Ein weiterer Vorteil dieser Schreiber ist ihre damit erreichte hohe Empfindlichkeit von einigen Millivolt für den Gesamtausschlag. Dadurch ist bei Registrierungen nicht allzu geringer Lichtleistungen ein Verstärker nicht mehr nötig, was die Betriebssicherheit und Wirtschaftlichkeit der Apparatur erhöht. STAMM u. M. [16] verwenden den Potentiometerschreiber der FA. LEEDS & NORTHERUP „Speedomax G“, der auch in PERKIN-ELMER-Co.-Gerät eingebaut ist. Durch einen automatischen Bereichsschalter (beschrieben von SALZMAN [77]) kann der Anzeigebereich 0–10 mV des Schreibers in 5 weitere Bereiche 10–30, 30–80, 80–180, 180–380 u. 380–880 mV verwandelt werden. Die Automatik funktioniert dabei so, daß beim Überschreiten des einen Meßbereichs im nächsten in entgegengesetzter Richtung registriert wird. Die Einstellzeiten des Schreibers sind dabei für 10 mV 1,3 sec, für 50 mV 3,5 sec. und für 180 mV 4,9 sec. Die Schreibbreite beträgt 28 cm.

HEIGL u. M. [9] und ROBERT [18] verwenden den BROWN-ELECTRONIC-RECORDER mit einem Vollausschlag von 60 mV und einer Schreibbreite von 28 cm. Einstellzeit für Vollausschlag ist 2 sec. HILGER & WATTS Ltd. bieten zu ihrer RAMAN-Apparatur zwei Schreiber zur Wahl an: entweder den BROWN-ELECTRONIC-RECORDER oder einen CAMBRIDGE-QUICK-ACTING-RECORDER mit geringerer Schreibbreite (18 cm) dafür aber kürzerer Einstellzeit (0,7 sec).

In Deutschland wird in der STEINHEIL-Apparatur der Enograph-G der Fa. ROHDE u. SCHWARZ München, eingebaut. Dieser Potentiometerschreiber besitzt eine Schreibbreite von 12 cm, seine Einstellzeit für Vollausschlag beträgt nur 0,25 sec.

## VIII. Der Photometerspalt und sein Einbau in die Apparatur

Beim Anbau eines SEV an einen Spektrographen ist vor dem SEV ein Photometerspalt in der Bildebene anzubringen. Die Breite dieses Spaltes richtet



ch ganz nach dem Registrierzweck. Will man möglichst genau das Profil einer Linie ausphotometrieren, so muß der Spalt so schmal, wie es die Lichtleistung und die Empfindlichkeit zuläßt, gemacht werden, damit möglichst wenig Einzelheiten verloren gehen. Die Verf. haben bei solchen Profilmessungen [73], [79] mit Photometerspalten von 1 bis  $10\ \mu$  gearbeitet. Man bekommt allerdings durch die verminderte Lichtleistung ein ungünstigeres Signal-Rausch-Verhältnis, denn solange der Photometerspalt kleiner als die RAMAN-Linie ist, ergibt (nach WHITE [22]) eine Erhöhung der Auflösung auf den doppelten Wert an Abfällen des Signals auf den 4. Teil, dazu aber eine Verminderung des Signal-Rausch-Verhältnisses auf die Hälfte. Nach Gleichung (9) kann allerdings diese Zunahme des Rauschens durch Erhöhung der Zeitkonstanten vermieden werden.

Will man dagegen nur die Gesamtintensität oder die Lage einer Linie im Spektrum ausmessen, so wird man den Spalt so weit öffnen, daß ein Maximum der Lichtleistung der Linie auf den SEV fällt, ohne daß Überlappungen von Linien oder naheliegende Linien stören können. Dabei muß beachtet werden, daß eine zu große Breite das Linien-Untergrund-Verhältnis unnötig vergrößert.

Bei den im allg. diffusen RAMAN-Linien von Flüssigkeiten genügt eine Photometerspaltbreite von bis  $10\ \text{cm}^{-1}$ . MARRINAN u. SHEPPARD [20] geben an, mit einer Spaltbreite von  $3\ \text{cm}^{-1}$  bereits eine Anreicherung der Isotopenstruktur der  $459\ \text{cm}^{-1}$ -RAMAN-Linie des  $\text{CCl}_4$  beobachten zu können. WHITE [22] beobachtete mit einem  $1\ \text{cm}^{-1}$ -Spalt die Feinstruktur der  $992\ \text{cm}^{-1}$ -Benzollinie.

Eine wesentliche Steigerung der Lichtleistung am SEV ist noch durch eine Vergrößerung der Höhe des Photometerspalts zu erreichen. Die Krümmung der Linien in der Bildebene zwingt zur Verwendung gekrümmter Spalte, die ganz genau der Linienform angepaßt sein müssen. Solche gekrümmte Spalte werden in vielen Anordnungen verwendet. Die Spalthöhe ist dabei meist einige cm.

Die Aufnahme der Spektren kann auf zweierlei Arten erfolgen:

a) durch Vorbeiführen des Spektrums am ruhenden Photometerspalt. Dies geschieht entweder durch Drehung des Gitters (z. B. bei STAMM u. M. [16], MARRINAN u. SHEPPARD [20], RANK u. WIEGAND [5], WHITE u. M. [22] und der PERKIN-ELMER-Apparatur), oder durch Verschiebung der Prismen (z. B. bei HEIGL u. M. [9]) oder eines Spiegelgitters (z. B. bei der HILGER-Apparatur). Der Vorteil dieser Anordnungen ist, daß das SEV-Photometerspaltssystem sowie die Richtung des Lichteinfalls auf den Spalt stets fest bleiben. Dadurch wird immer dasselbe Gebiet der an verschiedenen Stellen sehr verschieden empfindlichen SEV-Kathode (s. [80]) beleuchtet. Eine Abbildung ist nur nötig, wenn der SEV nicht nahe genug am Spalt montiert werden kann, um den gesamten durch den Spalt tretenden Lichtstrom aufzunehmen.

b) durch Vorbeiführung des Photometerspalts am Spektrum. Dabei muß nun beachtet werden, daß die SEV-Kathode gleichmäßig beleuchtet bleibt. Bleibt SEV und Photometerspalt auf einem Schlitten fest verbunden, so kann dies entweder durch dauernde, oder besten automatische Nachstellung des SEV in die optische Achse Objektiv-Photometerspalt er-

folgen (STEINHEIL-Apparatur) oder indem man das Objektiv durch den Photometerspalt auf die SEV-Kathode abbildet (z. B. LUTHER u. M. [14], FRUHLING [12]). Man kann auch wie an der ARL-Apparatur den SEV festlassen und das durch den bewegten Photometerspalt tretende Licht parallel dem SEV zuführen.

### IX. Die Registriergeschwindigkeit

Bei einer statischen Registrierung von Punkt zu Punkt bleibt die Ablesung frei von Fehlern durch die Registriergeschwindigkeit. Bei einer kontinuierlichen relativen Bewegung des Spektrums gegen den Photometerspalt treten Fehler in der Registrierung auf, die auf die endliche Zeitkonstante der Anordnung zurückzuführen sind. Diese Zeitkonstante setzt sich aus Anteilen des Verstärkers und des Schreibers zusammen und ist definiert durch die Gleichung

$$\frac{E}{E_0} = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (15)$$

wobei  $\tau$  die Zeitkonstante in Einheiten der Zeit (Sekunden) ist, die verstreicht, bis das registrierte Signal  $E$  die wahre (statische) Größe  $E_0$  erreicht hat. Nach  $\tau$  Sekunden zeigt also der Schreiber erst 63% der wahren Leistung an. Wenn nun die registrierten RAMAN-Linien etwa gleiche Intensitäten und konstante Halbwertsbreiten hätten und im Spektrum nicht durch Nebenlinien gestört oder überlappt würden, könnte bei einer festen Registriergeschwindigkeit und Zeitkonstante an jeder Linie eine prozentual gleiche Veränderung der Linienform (z. B. Abnahme des Maximums) festgestellt werden. Relative Intensitätsvergleiche würden also zum richtigen Ergebnis führen. In Wirklichkeit sind aber die Linienbreiten sehr verschieden und Überlappungen häufig. Deshalb ist es notwendig, will man zeitlich und von Labor zu Labor reproduzierbare Ergebnisse erhalten, das Spektrum so langsam zu registrieren, daß der Schreiber nur einen unbedeutenden Nachlauf zeigt. Welche Geschwindigkeit hier höchstens angewendet werden darf, muß nun untersucht werden.

Eine analytische Lösung muß aber von bestimmten Linienprofilen ausgehen. STAMM u. SALZMAN [17] versuchten mit einer Fehlerverteilungskurve das nach SCHUSTER [81] berechnete apparative Linienprofil anzunähern, was aber nicht gelang. LUTHER u. M. [14] rechnen dagegen mit einem rechteckigen Spaltbildprofil als Linie. Sie finden, daß bei endlicher Registriergeschwindigkeit und Zeitkonstante und bei einer Photometerspaltbreite, welche gleich der Linienbreite ist, die Anzeige  $E$  gegen den Sollwert  $E_0$  um den Betrag

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1 - e^{-\frac{T}{\tau}}}{\frac{T}{\tau}} \quad (16)$$

zurückbleibt, wobei  $T$  die Durchlaufzeit einer Photometerspaltbreite an der Linie ist. Bei Auswanderung des Spalts aus der Linie kann der Ausschlag am Instrument noch zunehmen, bis nachlaufende Anzeige und abfallende Lichtleistung denselben Wert erreicht haben. Es ergibt sich also das Bild einer Linie mit geringerer Intensität und verschobenem Maximum.



Die meist sehr vom Rechteckprofil abweichenden diffusen RAMAN-Linien ergeben jedoch wesentlich kleinere Abweichungen als die Formel (16) wiedergibt. Zur Berechnung kann nach LUTHER u. M. eine etwa 3-mal größere Durchlaufzeit  $T$  als beim Rechteckprofil eingesetzt werden. Das ergäbe aber trotzdem bei einer Zeitkonstanten von 3 Sekunden, einer Registriergeschwindigkeit von  $0,4 \text{ cm}^{-1}/\text{sec}$ . und ca.  $10 \text{ cm}^{-1}$  Spaltbreite noch 10% Abweichung.

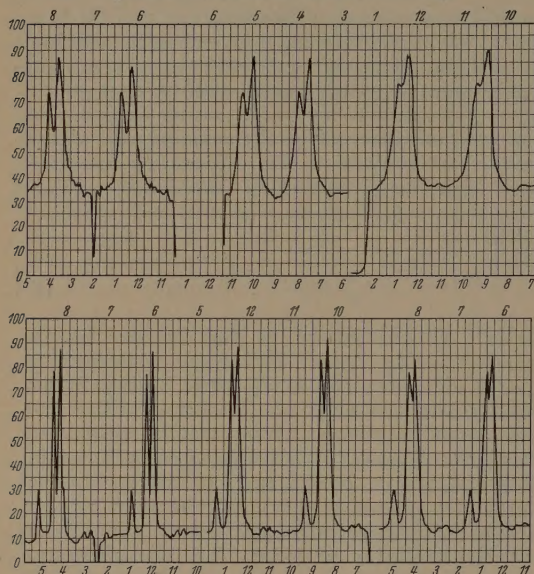


Abb. 24. Registrierkurven, welche den Einfluß der Spaltbreite, der Zeitkonstanten und der Registriergeschwindigkeit auf Auflösung und Reproduzierbarkeit zeigen (nach SKINNER 80).

Oberer Reihe: Benzollinien  $1586$  und  $1606 \text{ cm}^{-1}$  von links nach rechts:

Spaltbreite  $3 \text{ cm}^{-1}$   $6 \text{ cm}^{-1}$   $10 \text{ cm}^{-1}$   
Zeitkonstante  $10 \text{ sec}$   $10 \text{ sec}$   $2,5 \text{ sec}$   
Reg. Geschwindigkeit  $0,3 \text{ cm}^{-1}/\text{sec}$   $0,3 \text{ cm}^{-1}/\text{sec}$   $1,3 \text{ cm}^{-1}/\text{sec}$

Untere Reihe: Benzollinie  $991 \text{ cm}^{-1}$  und Toluollinie  $1001 \text{ cm}^{-1}$  aus einer Mischung.

Spaltbreite  $3 \text{ cm}^{-1}$   $6 \text{ cm}^{-1}$   $6 \text{ cm}^{-1}$   
Zeitkonstante  $2,5 \text{ sec}$   $1 \text{ sec}$   $2,5 \text{ sec}$   
Reg. Geschwindigkeit  $0,3 \text{ cm}^{-1}/\text{sec}$   $1,3 \text{ cm}^{-1}/\text{sec}$   $1,3 \text{ cm}^{-1}/\text{sec}$

Tabelle 4. Spaltbreite, Zeitkonstante und Registriergeschwindigkeit bei verschiedenen RAMAN-Apparaturen.

	Spaltbreite ( $\text{cm}^{-1}$ )	Zeitkonst. $\tau$ (sec)	Reg. Geschw. v. ( $\text{cm}^{-1}/\text{sec}$ )	v. $\tau$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Bemerkungen
LUTHER u. BERGMANN [14]	8	4,5	1,25 — 0,65	5,6 — 2,9	—
STAMM u. M. [16]	5	0,5	0,84	0,42	Genauigkeit 1% bei der Benzollinie $992 \text{ cm}^{-1}$
HEIGL u. M. [9]	11	5	0,55	2,7	Genauigkeit 1% bei Toluolspektrum
WHITE u. M. [22]	3	0,8	10	8	Schnellregistr.
	4	2,5	1,2	3	Normalregistr. eines Benzolspektrums
BRANDMÜLLER u. MOSER [13]	10	3	0,6	1,8	—
HILGER-Apparatur (nach Prospekt)	10	2,5	0,3 — 0,4	0,8 — 6	—
APC-Apparatur (nach Prospekt)	5	0,5	10	5	Benzolspektrum

Wegen der Verschiedenheit der Gestalt der RAMAN Linien ist aber hier keine allg. Regel aufzustellen. STAMM u. SALZMAN [17] schlagen einen rein empirischen Weg vor, die noch zulässige Registriergeschwindigkeit zu bestimmen: man stellt zunächst statisch auf das stärkste und schärfste Linienmaximum ein; sodann läßt man diese Linien registrieren und verlangsamt so lange die Registriergeschwindigkeit, bis die Maximalintensität mit genügender Genauigkeit erreicht wird. Statt dessen kann auch die Zeitkonstante verkleinert werden. Das Produkt der so ermittelten Zeitkonstante mit der Registriergeschwindigkeit gibt die zulässigen Arbeitsbedingungen für weitere Messungen: will man z. B. die Registriergeschwindigkeit erhöhen, so muß im selben Verhältnis die Zeitkonstante verkleinert werden, um dieselbe Linienregistrierung zu erhalten. Über die Größe dieses Produktes gehen die Meinungen in der Literatur weit auseinander. In der Tab. 4 sind als Beispiel die in verschiedenen Arbeiten verwendeten Registriergeschwindigkeiten, Zeitkonstanten und Photometerspaltbreiten angegeben. Natürlich kann die Registriergeschwindigkeit nicht auf Kosten der Zeitkonstanten beliebig gesteigert werden. Denn einerseits ist eine obere Grenze durch die Zeitkonstante der Anordnung gegeben, andererseits nimmt mit abnehmender Zeitkonstante das vom SEV (und natürlich auch vom Verstärker) herrührende Rauschen proportional zu. [s. Gl. (9)] Will man also die richtige Spaltbreite, Registriergeschwindigkeit und Zeitkonstante festlegen, so hat man die Wahl:

Hohe Auflösung, schnelle Registrierung, starkes Rauschen oder hohe Auflösung, langdauernde Registrierung, geringes Rauschen oder schlechte Auflösung, schnelle Registrierung, geringes Rauschen.

Je nach der Untersuchung muß man also auf Auflösung, große Registriergeschwindigkeit oder gutes Signal-Rausch-Verhältnis verzichten. SKINNER [80] hat dies durch die in Abb. 24 gezeigten Messungen demonstriert.

## X. Die Leistungsfähigkeit der photoelektrischen RAMAN-Anordnung

Die Leistungsfähigkeit einer photoelektrischen RAMAN-Anordnung wird bestimmt durch das Signal-Rausch-Verhältnis der gesamten Anordnung, durch die Linearität zwischen registrierter und einfallender Lichtleistung und die zeitliche und örtliche Reproduzierbarkeit.

Die Reproduzierbarkeit der Spektren bei Probenwechsel und längerem zeitlichen Zwischenraum der Messungen wird von STAMM u. SALZMAN [17] sowie von WHITE u. M. [22] mit 1% angegeben. HEIGL u. M. [9] geben sie je nach Zeit mit 1 bis 3% an. Recht optimistisch sind die Daten der PERKIN-ELMER-Apparatur und der ARL-Apparatur mit 0,5 und 0,2%.



abelle 5. Signal-Rauschverhältnis bei verschiedenen RAMAN-Apparaturen.

	Zeit- konst. (sec)	Spalt- breite (cm <sup>-1</sup> )	Probe- vol. (cm <sup>3</sup> )	Linie (cm <sup>-1</sup> )	Signal- Rausch- Verhältnis
TAMM u. M. [16]	5	5	9	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> 992	500 : 1
ILGER-Apparatur (nach Prospekt)	2,5	10	7	CCl <sub>4</sub> 459	390 : 1
WHITE u. M. [22]	2,5	4	5	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> 992	800 : 1
ROBERT [18]	?	?	?	CCl <sub>4</sub> 459	100 : 1
ARL-Apparatur (nach Prospekt)	12	10	21	CCl <sub>4</sub> 459	~250 : 1

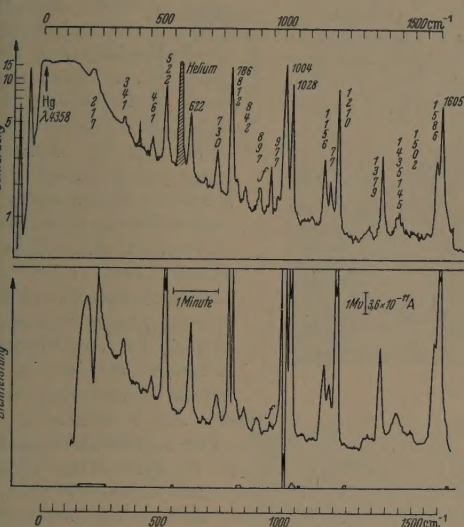


Abb. 25. Vergleich der photographischen und direkt photoelektrischen Registrierung:  
Raman-Spektrum des Toluol;  
oben: Mikrophotogramm (30 min belichtet, Spektrographenspaltbreite 5 cm<sup>-1</sup>).  
unten: Direkt photoelektrisch registriert (Registrierdauer 8 min, Zeitkonstante 1 sec, Photometer- und Spektrographenspaltbreite 10 cm<sup>-1</sup>).  
(Nach STAMM u. M. [16]).

Die Linearität ist in fast allen Arbeiten auf mindestens 1% gesichert angegeben.

Das Signal-Rausch-Verhältnis ist in der Tab. 5 dargestellt. Zum Teil haben wir das Verhältnis aus abgedruckten Spektren entnommen. Die entsprechenden Linien, Probepolumina und Zeitkonstanten sind beigefügt.

STAMM u. M. [16] schreiben, daß die Leistungsfähigkeit ihres Gerätes, welche noch unter der der Apparat von WHITE [22] liegt, erlauben würde, Linien zu registrieren, die zur photographischen Registrierung mit demselben Instrument etwa 2 Stunden Belichtungszeit benötigen. Zum Vergleich der Genauigkeit dieser beiden Registrierungsmethoden geben wir in Abb. 25 dasselbe Spektrum im Mikrophotogramm einer photographischen Aufnahme (30 Min. belichtet) und direkt photoelektrisch registriert (Registrierdauer 8 Minuten).

Der Vergleich zeigt die großen Vorteile der photoelektrischen Registrierung: dies ist der Wegfall der mühseligen Umrechnung der Schwärzung auf die Intensität, der große Linearitätsbereich, welcher auch

große Intensitätsunterschiede, wie sie in RAMAN-Aufnahmen häufig auftreten, in einer Registrierung erfassen läßt und die Zeitersparnis durch den Fortfall des Entwickelns, Fixierens, Trocknens und der zeitraubenden Auswertung. Der relativ große Aufwand, der zur photoelektrischen Registrierung an RAMAN-Spektren bisher gemacht wurde, wird aber letzten Endes nur gerechtfertigt durch die gegenüber der photographischen Methode zu erzielenden besseren und reicheren Ergebnisse. Darüber wird später berichtet werden.

Anmerkung bei der Korrektur:

- 1) Inzwischen erschien ein Prospekt des CARY RAMAN Spectrophotometers der APPLIED PHYSICS CORPORATION in Pasadena. Als Lichtquelle dient ein Toronto-Brenner, der zum Unterschied von Abb. 1 das Streurohr horizontal umgibt. Ein image slicer reißt 20 schmale Teile übereinander, so daß eine Eintrittspalthöhe von 10 cm verwendet werden kann. Der Doppelmonochromator (2 Gitter mit 1200 Strichen pro mm in erster Ordnung für 4500 Å) hat eine Brennweite von 1 m und eine Apertur von 10 cm × 10 cm. Die Gütezahl (vgl. Tab. 2 letzte Spalte) dieses Modells 81 ist um ungefähr einen Faktor 10 größer als die der anderen Spektrographen. Durch einen Drehspeigel wird das zu photometrierende Licht wechselweise mit 30 Hz zwei SEV zugeführt, von denen jeder ein unabhängiges Signal entwickelt. Diese Signale werden später vereinigt. Zwei Teile hat diese Anordnung: Man hat die Vorteile der Wechsellichtregistrierung ohne den Nachteil, die Hälfte der Lichtenergie am rotierenden Sektor zu verlieren. Außerdem lassen sich durch eine entsprechende Schaltung der Signale alle statistischen Störungen (z. B. das Dunkelstromrauschen) weitgehend eliminieren. Ferner wird noch eine Hilfsphotozelle verwendet, die von der Erregerstrahlung belichtet wird. Durch Kombination dieses Photostromes mit dem RAMAN-Signal können Lampenschwankungen ausgeschaltet werden.
- 2) Die STEINHEIL-Registriereinrichtung wurde von PRUSS eingehend beschrieben (RAMAN-Registrierung mit dem STEINHEIL-Universal-Spektrographen GH, Optische Werke C. A. STEINHEIL-Söhne GMBH, 1955). Mit Zusatzgeräten ist es jetzt möglich, die Schreibbreite des Enographen zu verdoppeln, sowie die Schreibgeschwindigkeit, die Zeitkonstante und die Empfindlichkeit in weiten Grenzen zu verändern.

Literatur. [61] MAURER, G.: Arch. Elektrotechn. 36, 608 (1942). — [62] SCHAETTL, N.: Helv. phys. Acta 23, 108 (1950). — [63] GLASER, G.: Glas Hochvak. Techn. 2, 241 (1953). — [64] WEISS, G.: Z. techn. Physik 12, 623, (1936). — [65] FARNWORTH, H. E.: Physic. Rev. 49, 605 (1936). — [66] TAYLOR, M. C.: J. Physiq. Radium (VIII) 10, 255 (1949). — [67] MARRINAN, H. J.: J. opt. Soc. Amer. 43, 1211 (1953). — [68] ENGSTROM, R. W.: J. opt. Soc. Amer. 37, 420 (1947). — [69] BURKHARDT, H.: Abh. Bay. Akad. Wiss. math. naturw. Klasse Heft 64 (1954). — [70] FUJITA, S.: Science of Light 3, 25 (1954). — [71] KESSLER, K. G. und R. A. WOLFE: J. opt. Soc. Amer. 37, 133 (1947). — [72] KORTUM, G. und H. MAIER: Z. Naturforsch. 8a, 235 (1953). — [73] MOSER, H.: S. B. Bay. Akad. Wiss. 1955, 53. — [74] PENNICK, D. B.: Rev. sci. Instr. 6, 115 (1935). — [75] MILLER, S. E.: Electronics 14, 27 (1941). — [76] STABE, H.: Z. wiss. Photogr., Photo-Physik, -Chem. 48, 19 (1953). — [77] SALZMAN, C. F.: Rev. sci. Instr. 22, 59 (1951). — [78] SCHNEIDER, J.: Rhode & Schwarz-Mitteilungen 4, 222 (1953). — [79] BRANDMÜLLER, J.: S. B. Bay. Akad. Wiss. 1954, 201. — [80] SKINNER, J.: Spectrochim. Acta 6, 110 (1953). — [81] SCHUSTER, A.: Astrophysic. J. 6, 110 (1953).

Privatdozent Dr. JOSEF BRANDMÜLLER,  
Privatdozent Dr. HERIBERT MOSER,  
I. Physikalisches Institut der Universität München.



## Rudolf Plank 70 Jahre

Wenn zweifellos die Kältetechnik den Jubilar, der am 6. März sein 7. Jahrzehnt vollendete, mit Recht als zu ihr gehörig beansprucht, so können doch auch die technischen Physiker ihn als einen der ihrigen ansehen. Denn die vielen Arbeiten, die er allein oder mit Mitarbeitern über die Eigenschaften von Kältemitteln und thermodynamische Fragen der Kältetechnik schrieb, sind technisch-physikalische Arbeiten. Es sei hier nicht im einzelnen auf die Arbeiten PLANKS eingegangen, sondern wir wollen rückblickend den Erfolg würdigen, den nicht nur seine wissenschaftliche Arbeit sondern seine gesamte Tätigkeit gehabt hat: Er war es, der die durch CARL VON LINDE in Gang gebrachte Verwendung der mit Ammoniakkältemaschinen erzeugten mitteltiefen Temperaturen in ihrer Bedeutung für die Lebensmittelversorgung voll erkannte und seinem Karlsruher Kälteinstitut ein Institut für Lebensmittelfrischhaltung angliederte. Er war es, der der Deutschen Kältewissenschaft im Institut International du Froid durch organisatorische und leitende Tätigkeit zu Mitarbeit und Ansehen verhalf. Bei der letzten Pariser Tagung des Institut du Froid war er Vizepräsident des Comité Exécutif. Direkte Zeichen für sein Ansehen im Ausland waren



in letzter Zeit die Verleihung der goldenen Kamerling Onnes-Medaille und die Einladung zu einer Gastvorlesung an der New Yorker Columbia-Universität. Im Inland wurde er durch die Wahl in die Heidelberger Akademie der Wissenschaften, durch die Verleihung des D. phil. nat. h. c. und 1951 durch die Grashof-Gedenkmünze geehrt. — Was ermöglichte PLANK diese großen Erfolge? Außer seiner technischen und physikalischen Begabung vor allem wohl seine große Energie, die sich weder durch vielfache schwere Erkrankung noch durch die schweren Zeiten der von ihm verabscheuten Naziherrschaft lähmen ließ. Hinzu kam seine erstaunliche sprachliche Begabung und sein Rednertalent. Auch dichterisch betätigte er sich, z. B. durch Übersetzung russischer Gedichte ins Deutsche. Als Vorsitzender der Deutschen Kältetechnischen Vereins und Herausgeber der „Kältetechnik“ gewinnt er sich neben seinen vielen erfolgreichen Schülern immer neue Freunde. Mögen dem Jubilar noch viele Jahre beruflichen Erfolges, aber auch beschaulichen Ausruhens in der von seiner Gattin liebevoll versorgten Heim beschieden sein!

W. MEISSNER.

## Buchbesprechungen

Bayard, M.: *Théorie des réseaux de KIRCHHOFF (Régime sinusoidal et synthèse)*. (Theorie der KIRCHHOFFschen Netzwerke, eingeschwungener Zustand und Synthese.) Paris, Editions de la Revue d'Optique, 1954. XVI u. 408 S. mit Abbildungen. 3200.— frs.

Das Gegenstück zu diesem Werk in der deutschen Literatur ist das bekannte Buch von W. CAUER: *Theorie der linearen Wechselstromschaltungen*. Während die ursprüngliche CAUERsche Darstellung für den Elektrotechniker ohne besondere mathematische Vorbildung schwer verständlich war (inzwischen ist eine zweite verbesserte Auflage erschienen), geht das BAYARDSche Buch, das über 400 Druckseiten enthält, mehr auf die Bedürfnisse des Lernenden ein. Es ist daher vor allem für den Studierenden empfehlenswert, der sich in das Gebiet der linearen Netzwerke einarbeiten will. Auch die Übungsaufgaben, die am Schlusse jedes der 25 Kapitel aufgeführt sind, weisen darauf hin. Die mathematischen Hilfsmittel werden ausführlich dargelegt. So wird der Anfänger mit der Rechnung mit komplexen Größen, den quadratischen Formen, der Matrizenrechnung und der Theorie der linearen Transformationen vertraut gemacht. Bezüglich der Auswahl praktischer Probleme sei vermerkt, daß die für die Trägerfrequenztechnik so wichtige Filtertheorie explizit nicht behandelt ist. Auch auf die hiermit zusammenhängende Lösung von Extremalproblemen im TSCHEBYSCHEFFschen Sinne wird nicht eingegangen. Trotz dieser Beschränkung dürfte das Buch, das ja aus der Feder

eines hervorragenden Fachmannes stammt, auch für den deutschen Spezialisten eine Fülle von Anregungen und Hinweisen enthalten; eine Lektüre kann wärmstens empfohlen werden.

H. KADEN.

Gabler, H.: *Nautische Technik (Formeln, Diagramme, Tabellen)*. Hamburg: Deutsches Hydrographisches Institut 1955. 151 S., 93 Abb., 8 Tab. Broschiert DM 23.—.

Der Verfasser, welcher seit vielen Jahren an führender Stelle an der Entwicklung der Nautischen Technik beteiligt ist, gibt eine einheitliche Darstellung der verschiedenartigen Gebiete der Nautischen Technik. Die Hauptkapitel sind: 1. Kompaß, 2. optische, 3. funkttechnische und 4. akustische Hilfsmittel der Navigation, 5. Wegekoppler. Die Darstellung gibt für die einzelnen Verfahren zunächst eine Einführung in die physikalischen Grundlagen und erläutert daran anschließend das Verfahren selbst. Eine besondere Beachtung erfährt die Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Verfahren. Die klare und übersichtliche Schrift, welche nur die Kenntnis einfacher physikalischer Grundgesetze voraussetzt, kann jedem Physiker oder Ingenieur, der sich über die physikalischen Grundlagen und die grundsätzlichen Verfahren der Nautischen Technik, sowie über den heute erreichten Entwicklungsstand informieren will, wärmstens empfohlen werden. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis mit vorwiegend neueren Arbeiten gibt die Möglichkeit zu weiterem Studium.

H. LASSEN.